

Происхождение и эволюция галактик



О. К. Сильченко

Происхождение и эволюция галактик

*Под редакцией
В. Г. Сурдина*



Фрязино
2017

УДК 524
ББК 22.67
С36

*Работа выполнена при поддержке
Российского научного фонда, грант 14-22-00041.*

Сильченко, О. К.

С36 Происхождение и эволюция галактик / под ред. В. Г. Сурдина. —
Фрязино: Век 2, 2017. — 224 с.

ISBN 978-5-85099-196-8

В книге представлены современное состояние нашего знания и личные представления автора о формировании и эволюции галактик во Вселенной. Галактики — крупные образования, состоящие из миллиардов звезд, а также газа и пыли, — начали формироваться около 13 млрд лет назад. Наблюдения астрономов показывают, что сначала полностью сформировались самые крупные галактики, а потом очередь дошла до карликовых, в которых процесс звездообразования продолжается и в нашу эпоху. В книге рассказано, как и почему менялась со временем структура галактик, какими методами мы исследуем свойства галактик, находящихся по соседству или далеко от нас, и почему именно эта область наших представлений о Вселенной сейчас бурно развивается и каждый день полна неожиданных открытий.

На передней стороне обложки: мощные джеты, вырывающиеся из окрестности сверхмассивной черной дыры в центре галактики Кентавр А (NGC 5128) в представлении художника L. Calçada (ESO), взявшего за основу реальное изображение этой галактики.

На переднем форзаце: квинтет Стефана — пять галактик в созвездии Пегас, четыре из которых формируют компактную группу, а пятая проецируется на нее. Снимок космического телескопа «Хаббл».

На заднем форзаце: взаимодействующие галактики NGC 5257 и NGC 5258. Снимок космического телескопа «Хаббл».

ISBN 978-5-85099-196-8

© Сильченко О. К., 2017

Предисловие редактора

Каждая эпоха считает себя уникальной, и это действительно так. А в чем же тогда состоит уникальность нашего времени, если речь идёт об изучении Вселенной? До конца XX века астрономы могли предьявлять как свои достижения рост масштабов охваченного измерениями пространства: от сотен тысяч километров в эпоху Галилея до нескольких световых лет в XIX веке; от миллионов световых лет в начале XX века до миллиардов — в конце. Ясно, что в XXI веке этот экспоненциальный рост масштабов не сможет продолжаться, поскольку в пространстве-времени астрономы уже почти достигли эпохи Большого взрыва. Так что же происходит в астрономии сейчас, что мы сможем предьявить как достижение нашей эпохи? А происходит бурное накопление фактического материала о процессах, протекающих во Вселенной. На смену умозрительным схемам приходит живая и детальная картина строения и эволюции нашего мира.

С начала нынешнего века количество известных объектов Солнечной системы возросло от десятков тысяч до сотен тысяч, количество экзопланет — от нескольких десятков до нескольких тысяч. Если в обзорах конца XX века астрономы оперировали тысячами галактик, то сегодня в рядовой работе изучаются миллионы звездных систем, а в некоторых — даже сотни миллионов. Этот стремительный рост наблюдательного материала не мог не перевернуть многие представления об эволюции Вселенной.

Именно этому перевороту посвящена данная книга. Ее автор — крупный отечественный специалист в области внегалактической астрономии, сделавший заметный вклад в наблюдение и теоретическое изучение эволюции галактик. Ольга Касьяновна Сильченко — доктор физико-математических наук, лауреат престижных научных премий, руководитель коллектива астрономов, изучающих структуру и эволюцию галактик различными методами, в том числе с помощью нашего крупнейшего 6-метрового телескопа БТА. Эта книга демонстрирует эволюцию взглядов на происхождение и жизнь галактик, содержит обзор самых современных фактов о них и собственный взгляд автора на возможное эволюционное толкование этих фактов. Книга заполняет большой пробел в наших знаниях о галактиках, поскольку на русском языке уже несколько десятилетий не публиковались подобные обзоры.

Я искренне рекомендую всем, кто интересуется современной астрономией, познакомиться с этой книгой, чтобы ощутить глубину поиска и уровень проблем, вставших перед теми, кто изучает историю Вселенной.

В. Г. Сурдин, декабрь 2016



1 Введение

Галактики – крупные конгломераты звезд, содержащие также некоторое – весьма разное – количество газа и пыли. Галактики – основной видимый структурный элемент Вселенной (Галактики, 2017). Если вы разглядываете Вселенную, то видите в ней именно галактики. Теоретики расскажут вам, что на самом деле Вселенная состоит из темной материи и управляется темной энергией. Но в наблюдениях мы видим и прослеживаем структуры во Вселенной именно через исследование галактик. Поэтому наблюдательное исследование эволюции Вселенной – это исследование эволюции галактик. Такой «экстремистский» тезис я буду доказывать, обосновывать, иллюстрировать на протяжении всей этой книги.

Исследование эволюции галактик сейчас переживает бурное развитие в связи с развитием техники астрономических наблюдений. Теория пока не поспевает за наблюдательными открытиями, поэтому ключевые концепции приходится пересматривать достаточно часто. Я расскажу о текущем состоянии дел и немного о перспективных – весьма вероятных будущих изменениях в общепринятых взглядах на эволюцию галактик и, соответственно, на эволюцию всей Вселенной.

1.1. Немного истории

Вопросы происхождения и эволюции галактик начали ставить сразу, как только возникла внегалактическая астрономия. Эдвин Хаббл создавал свою морфологическую классификацию галактик, считая, что он рисует эволюционную последовательность. Если рассматривать морфологическую схему Хаббла (рис. 1.1) слева направо, как принято читать и писать у европейцев, то в начале эволюционной, как думал Хаббл, последовательности идут эллиптические галактики – однородные и бесструктурные сфероиды. Затем идут линзовидные галактики, у которых уже можно различить два компонен-

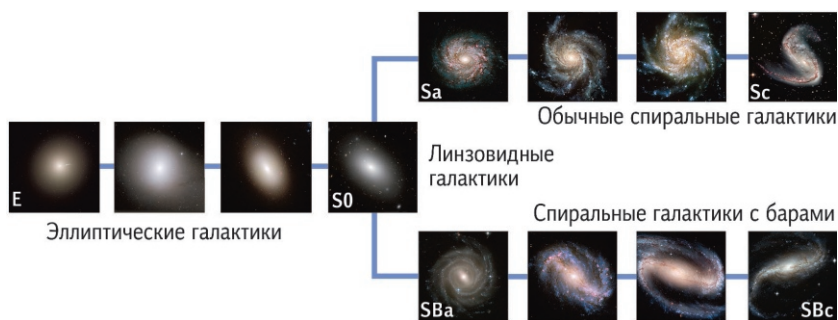


Рис. 1.1. Схема классификации галактик по Хаббл 1936 года, так называемая «вилка» или «камертон» Хаббла. Рисунок А. Каспаровой. Фото: NASA/ESA.

та — плоский диск и сфероидальный балдж. А за ними следуют разнообразные спиральные галактики: у них есть и балдж, и диск, и спиральные рукава, и области звездообразования, а иногда глобальные бары (перемычки, пересекающие центр галактики), и множество более мелких структур. Сам Хаббл считал, что любая галактика сначала формируется как эллиптическая, а потом у нее постепенно развиваются и другие компоненты помимо сфероидального. Отголоски его воззрений остались в нашей современной терминологии: вслед за Хабблом мы до сих пор называем те галактики, что на схеме Хаббла слева, галактиками «ранних типов», а те, что справа, — галактиками «поздних типов». Впрочем, эволюционный смысл схемы Хаббла был очень быстро отвергнут, как только накопилась достаточная статистика измерений глобальных характеристик галактик. Во-первых, оказалось, что галактики разных морфологических типов заполняют разные интервалы масс: среди эллиптических есть и очень массивные, до 10^{12} масс Солнца (M_{\odot}) в виде звезд, и совсем карликовые, чуть массивнее шаровых скоплений, т. е. 10^6 – $10^7 M_{\odot}$. Спиральные же галактики бывают только «средней» массы — они встречаются в узком диапазоне интегральных абсолютных звездных величин: примерно от $M_B \approx -18$ до $M_B \approx -21$, т. е. масса их звездного населения 10^{10} – $10^{11} M_{\odot}$.

Невозможно вообразить себе механизм эволюции, вынуждающий эллиптическую галактику в процессе развития сбрасывать звездную массу, чтобы встроиться в нужный интервал светимостей и превратиться в спиральную галактику. Кроме того, эллиптические и дисковые галактики обладают принципиально разным моментом

импульса: эллиптические вращаются очень медленно или почти совсем не вращаются, спиральные же демонстрируют весьма значительный момент. Откуда они его могут взять на промежуточных стадиях эволюции? В схеме Хаббла указаний на это не было.

К 1970-м годам среди астрономов утвердилось мнение, что галактики разного морфологического типа имеют разные начальные условия и сценарии формирования, поэтому не могут превращаться друг в друга. Любопытно, что это мнение продержалось недолго. Уже к середине 1990-х годов вновь возникла идея эволюционной трансформации морфологических типов, но теперь вектор направления эволюции развернулся в противоположную сторону: сейчас теоретики считают, что сначала образуются чисто дисковые галактики (т. е. спиральные совсем поздних типов), потом у них в ходе вековой (т. е. медленной, постепенной) эволюции нарастают балджи, а потом они и вовсе сливаются друг с другом и в результате «мерджинга» (англ. *merge* – объединяться, сливаться) начинают новую жизнь уже как сфероидальные эллиптические галактики.

Однако чтобы образовать любую звездную структуру, нужны сами звезды. Что касается основного элемента процесса формирования всех типов галактик, т. е. образования звезд, то в середине XX века существовали две конкурирующие концепции: космогония Дж. Джинса, для которой ключевое слово – «конденсация», и космогония В. А. Амбарцумяна, ключевое слово – «разлет». Согласно концепции Джинса, звезды (и галактики) образовывались в результате гравитационного коллапса (сжатия) и сопутствующей ему фрагментации газовых облаков. Механизм этого процесса – гравитационная неустойчивость – был совершенно понятен всем исследователям; источники энергии для поджига термоядерных реакций в звездах тоже вполне традиционны и хорошо изучены в рамках классической термодинамики. Концепция же Амбарцумяна вдохновлялась загадочной тогда колоссальной энергетикой активных ядер галактик. Предполагалось, что в них существует некое «дозвездное вещество» (сокращенно называемое «Д-телами»), которое обладает кучей неизвестных свойств, поскольку сама природа его неизвестна, а также одним известным свойством: оно само по себе разлетается (взрывается) с мощным выделением энергии, и из его брызг и образуются звезды. Таким образом, предполагалось, что изначально было ядро галактики, а потом вокруг него уже надстраивались все остальные



Рис. 1.2. M51 — галактика со спутником, наблюдаемым в проекции на спиральную ветвь. Фото: космический телескоп «Хаббл» (NASA/ESA).

структуры галактики. Несмотря на энтузиазм и талант Амбарцумяна и его сотрудников и многолетние усилия большой и хорошо оснащенной Бюраканской обсерватории в Армении, детализировать природу «дозвездного вещества», источник его энергетики и механизм его разлета так и не удалось. В итоге окончательно победила концепция Джинса.

Любопытная и вполне оригинальная космогоническая концепция развивалась в прошлом веке и в стенах Государственного астрономического института (ГАИШ) МГУ. Профессор Б. А. Воронцов-Вельяминов, увлекавшийся взаимодействием галактик и практически открывший взаимодействующие галактики как класс, был вдохновлен структурой близкой спиральной галактики M51 (рис. 1.2), у которой крупный спутник виден прямо на конце спиральной ветви. Воронцов-Вельяминов составил каталог взаимодействующих галактик, где обозначил M51 первым номером, VV1, и подобрал еще целую коллекцию похожих галактик — взаимодействующих галактик «типа M51». Он выдвинул идею, что небольшие галактики второго поколения могут образовываться в результате гравитационного (приливного) вза-



Рис. 1.3. Сливающиеся галактики «Антенны». Фото: космический телескоп «Хаббл» (NASA/ESA).

имодействия крупных газовых дисков, в их глобальных приливных структурах: спиральных ветвях, «мостах», «хвостах» и т. д. В свое время эта концепция не получила достаточного резонанса. Однако уже много позже в приливных хвостах взаимодействующей пары галактик NGC 4038/NGC 4039 («Антенны», рис. 1.3) Пьер-Алан Дюк и Феликс Мирабель (Duc, Mirabel, 1997) обнаружили молодые звездные суперкомплексы массой до миллиарда масс Солнца. Их в конце концов признали новорожденными карликовыми галактиками, и сейчас уже выделен целый класс таких галактик — «приливные карлики». Это единственный тип галактик, про который все согласилось, что в них нет темной материи. Так идея Воронцова-Вельяминова неожиданно получила наблюдательное подтверждение.

1.2. Три кита, на которых стоит теория эволюции галактик

Все исследования формирования и эволюции галактик опираются прежде всего на физическую модель. Хотя в перспективе это должна быть единая, самосогласованная модель, но исторически сложилось так, что до сих пор практически независимо рассматривается три класса физических механизмов, формирующих и изменяющих структуру и наблюдаемые характеристики галактик — их размер, блеск, цвет, внутренние движения. Эти три класса механизмов — три кита, на которых покоятся (или, напротив, быстро изменяются) наши представления об эволюции галактик, — следующие:

- динамическая эволюция,
- спектрофотометрическая эволюция,
- химическая эволюция галактик.

В классическом варианте теории динамическая эволюция понималась прежде всего как ранняя стадия эволюции, относящаяся собственно к формированию галактики. Эта традиция объяснялась тем, что большинство галактик вокруг нас выглядят как динамически устойчивые, прорелаксировавшие системы; судя по всему, в них выполняется теорема вириала, $2T + U = \text{const}$, где T — кинетическая энергия системы, а U — ее потенциальная энергия. Поэтому сначала предполагалось, что бурные динамические процессы, оформившие в основном структуру галактик, относились к первому миллиарду лет их жизни, к эпохе коллапса протогалактического газового облака и основного звездообразования в нем. А позже динамические эффекты лишь слегка изменяли структурные характеристики: например, из-за увеличения хаотических скоростей старых звезд («динамический нагрев») могли утолщаться диски галактик.

В последние десятилетия общее мнение о важности динамических процессов в структурной эволюции современных галактик стало радикально меняться. Прежде всего, зрелищный феномен взаимодействия галактик, хотя и достаточно редкий в нашу эпоху, все же навел астрономов на мысль, что галактики могут сливаться, а в давние времена, когда плотность вещества в расширяющейся Вселенной была выше, чем сейчас, и частота слияний тоже могла быть выше. Эту идею сейчас подхватили и успешно эксплуатируют космологи; согласно их сценариям, вся эволюция галактик — это череда последовательных слияний. Между тем, конечно, слияния («мерджинг», как говорят западные коллеги) — это динамические катастрофы, ко-

торые полностью перестраивают галактику и дают начало ее новой жизни. Кроме катастроф, могут существовать и плавные, монотонные, но тем не менее существенные изменения в структуре галактик под действием разного рода динамических неустойчивостей; такие изменения называют «вековой эволюцией». В последнее время все более популярной становится идея о том, что даже такие глобальные структуры в галактиках, как бары (центральные перемычки), которые дали Хаббл основанию выделить особую ветвь морфологической классификации галактик, SB-ветвь (внизу справа на рис. 1.1), на самом деле не являются пожизненным атрибутом галактики: в ходе вековой эволюции они могут возникать, потом рассасываться, потом возникать снова. Также вековая эволюция может изменять соотношение размеров балджа и диска в галактике и даже менять ее морфологический тип.

Спектрофотометрическая эволюция галактик — т. е. эволюция их светимости, цвета и спектра — определяется суммарным эффектом эволюции составляющих ее звезд. При наблюдениях мы можем разрешить на отдельные звезды только самые близкие к нам галактики; для подавляющего же большинства галактик доступны измерения только интегральные потоки — сумма излучений всех звезд, составляющих данную галактику или данную область галактики.

Простейшим аналогом галактик как звездных систем являются звездные скопления, которые состоят из звезд одного возраста и одного химического состава, но разной массы. Галактика же в общем случае состоит из многих поколений звезд, т. е. как бы представляет собой сумму гиперскоплений разных возрастов; в самосогласованной (идеальной) модели и металличность поколений должна быть разной в соответствии с ходом химической эволюции в галактике. На деле же пока более успешными, в плане сравнения с наблюдениями, являются модели звездных населений галактик с единым химическим составом для всех звезд — химическим составом, вероятно, соответствующим среднему, взвешенному по светимости звезд, обилию элементов в звездах галактики.

Спектрофотометрические модели галактик строятся численным интегрированием (сложением) спектров звезд, которые, в свою очередь, берутся из хорошо разработанной теории эволюции звезд. Определяющими параметрами эволюционных треков звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рассела служат масса и металличность звезды,

поэтому интегрирование проводится по массам и возрастам звезд, а металличность фиксируется как параметр модели галактики. При этом, конечно, надо знать или задавать из априорных предположений распределения звезд в галактике по массам и возрастам. В самом простом случае предполагается, что в определенный момент времени образовался некий конгломерат звезд разных масс, но одинаковой металличности, и дальше он спокойно эволюционировал без добавления туда новых звезд. Такой частный вариант модели еще называют «пассивной эволюцией» и довольно успешно применяют его для описания эволюции эллиптических галактик. Расчеты показывают, что пассивно эволюционирующая система звезд с возрастом тускнеет и краснеет, поскольку наиболее массивные, яркие голубые звезды заканчивают свой жизненный путь раньше, чем менее массивные. К возрасту около 10 млрд лет такая звездная система уже состоит только из звезд, менее массивных, чем Солнце, и ее спектрофотометрическая эволюция сильно замедляется. Поэтому эллиптические галактики на красных смещениях $z=0$ и $z=0,5$ выглядят совершенно одинаковыми, хотя более далекие из них — на $z=0,5$ — в среднем на 3–5 млрд лет моложе. А вот если в галактике в середине или на любом другом промежуточном этапе ее жизненного пути образовывались новые молодые звезды, то она в этот момент «омолаживалась», т. е. ярчала и голубела, и дальше эволюция должна была пойти уже немного по-другому, в частности — в более резвом темпе.

Если коротко охарактеризовать самые общие впечатления от современных цветов и светимостей близких галактик, то они хорошо описываются моделями, в которых практически все галактики — старые, т. е. первая вспышка звездообразования состоялась более 10 млрд лет назад, а дальше — чем более ранний морфологический тип у галактики, тем меньше было характерное время затухания ее глобального звездообразования. В эллиптических галактиках все должно было закончиться менее, чем за 1 млрд лет, а в Sc-галактиках звездообразование тлеет примерно на постоянном уровне все время ее жизни. В неправильных и карликовых галактиках вообще предполагается «вспышечный», т. е. сильно неравномерный ход глобального звездообразования.

Химическая эволюция галактик — это история происхождения химических элементов. Согласно современным представлени-

ям, только самые легкие элементы — водород и его изотопы, гелий и литий — образовались в Большом взрыве, в первые несколько минут жизни Вселенной. Все остальные элементы образуются в звездах в процессе их эволюции, в ходе термоядерных реакций. Различают несколько классов ядерных реакций, характерных для звезд различных масс в разные периоды их жизни: протон-протонную цепочку, CNO-цикл, горение гелия, горение углерода, s-процессы, r-процессы и т. д. (Звезды, 2013). Мнения теоретиков о вкладе тех или иных реакций в производство каждого конкретного химического элемента еще окончательно не устоялись. Однако те, кто моделирует химическую эволюцию галактик, смело берут «state-of-art», т. е. самые свежие расчеты звездного нуклеосинтеза, а далее интегрируют производство химических элементов по времени и по массам звезд точно так же, как при спектрофотометрическом моделировании интегрировали светимости звезд. Параметры модели, соответственно, те же самые — начальное распределение звезд по массам и история звездообразования в галактике, плюс теория звездного нуклеосинтеза, которая на данный момент считается заданной.

В астрономии все элементы тяжелее гелия традиционно называют «металлами», в этом мы терминологически расходимся с химиками. Поскольку металлы в звездах синтезируются, но практически не разрушаются, металличность галактики со временем всегда возрастает, но с какой скоростью и по какому закону — это уже зависит от деталей модели. В области химической эволюции галактик у исследователей есть мощный эталон, которого нет в области спектрофотометрической эволюции, — это наша собственная Галактика. Посмотреть на нее со стороны и измерить светимость мы не можем, а вот измерить химический состав отдельных звезд — можем. Химический состав звезд Галактики уже давно исследуется в массовом порядке, есть хорошая статистика, но нельзя сказать, что она сильно проясняет ситуацию. Вроде бы самые первые звезды должны образовываться из первичного газа, не прошедшего еще через цепь термоядерных реакций в недрах звезд, а потому имеющего нулевую металличность. Однако в нашей Галактике пока не найдено ни одной звезды с нулевой металличностью. Куда же делись маломассивные долгоживущие первичные звезды с нулевой металличностью? Или откуда взялся ненулевой уровень начальной металличности в нашей Галактике? Вроде бы металличность газа и соответственно звезд, из

него образующихся, должна монотонно возрастать со временем, но в диске Галактики до сих пор не найдено убедительной антикорреляции металличности звезд с их возрастом. Возраст Солнца – не менее 4,5 млрд лет, но современная металличность межзвездной среды очень близка к солнечной. Чем объяснить практически нулевой темп обогащения металлами межзвездной среды галактического диска?

А наблюдательная техника продолжает развиваться. Сейчас уже в звездах измеряют детальный химический состав – не общую металличность, а содержание отдельно железа, кислорода, магния, кальция, и т. д. Соответственно, и от современной теории химической эволюции галактик теперь уже требуются сценарии, объясняющие не только общую металличность, но и соотношение содержания отдельных химических элементов на каждом этапе эволюции и в разных типах галактик. Нельзя сказать, что задачи теории химической эволюции упрощаются со временем – а мы и прежние еще не решили...

1.3. Два способа изучать эволюцию, или Что мы знаем про далекие галактики

Чтобы наполнить картину эволюции галактик конкретным содержанием и выстроить последовательность и значимость различных возможных эволюционных этапов и механизмов, необходимы наблюдательные данные. Их можно получать двумя принципиально разными способами. Во-первых, можно подробно изучать строение и характеристики близких галактик и строить физические модели эволюции, которые на финальной стадии, к моменту нулевого красного смещения, дают именно такие объекты, какие мы видим рядом с собой, полностью похожие по динамике, структуре и характеристикам звездного населения. А во-вторых, учитывая колоссальную проникающую силу современных больших телескопов, можно заглядывать напрямую на большие красные смещения – там мы видим галактики, какими они были несколько миллиардов лет назад. Ведь скорость света конечна, и с очень далеких расстояний свет может идти от галактики до нас миллиарды лет.

На рис. 1.4 представлена связь красного смещения, на котором наблюдается галактика, и времени, прошедшего для нее от рождения Вселенной, т. е. от Большого взрыва до момента испускания галактикой тех квантов, которые мы сейчас принимаем. Для рас-

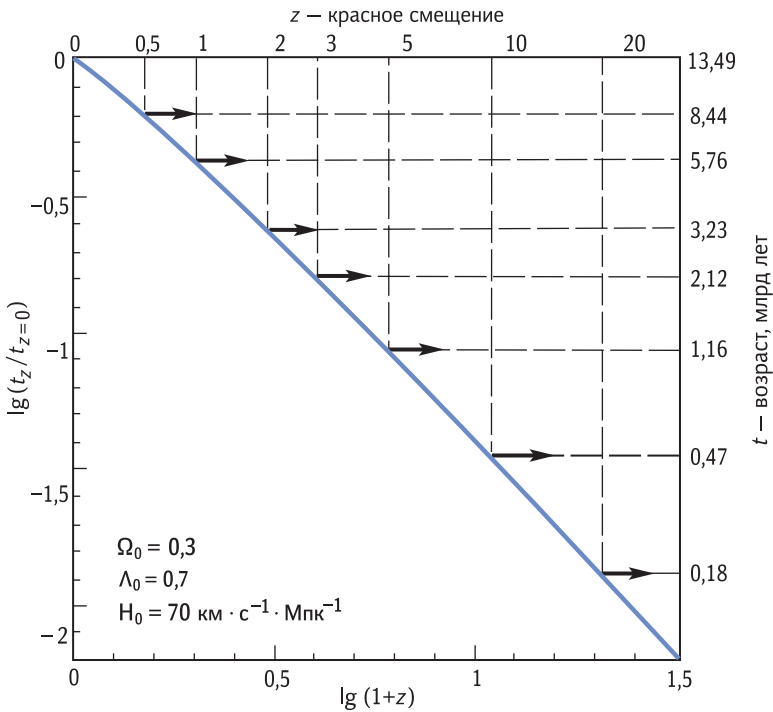


Рис. 1.4. Схема, связывающая наблюдаемое красное смещение галактики (горизонтальная ось) с возрастом Вселенной в тот момент, когда наблюдаемая нами галактика излучила принятый в наши дни от нее свет (вертикальная ось). Расчет сделан в рамках общепринятой сейчас космологической модели, параметры которой указаны в нижнем левом углу.

чета графика на рис. 1.4 использована самая популярная современная космологическая модель — с темной материей и темной энергией. Именно космологическая модель определяет геометрию Вселенной, шкалу расстояний и, соответственно, время, которое требуется лучу света, чтобы дойти от галактики на красном смещении z до нас, находящихся на $z=0$. Из рис. 1.4 видно, что когда мы наблюдаем галактику на красном смещении $z=1$, мы ее видим такой, какой она была 8 млрд лет назад. А на красном смещении $z=5$, где сейчас идут самые массовые поиски и обзоры галактик, видна Вселенная всего через один миллиард лет после Большого взрыва. С современными наблюдательными средствами мы видим практически всю эволюцию Вселенной на просвет и, двигаясь по z , можем

напрямую наблюдать эволюцию полного космического населения галактик.

Первый подход, когда мы изучаем в деталях близкие галактики, хорош тем, что мы видим в галактиках всё и с большой точностью измеряем все характеристики галактик. Ограничения первого подхода тоже ясны: мы можем заложить в модели только ту физику, которую уже знаем, а если в эволюции галактик есть то, чего мы себе пока не представляем, оно будет упущено, и модель получится неверной. Правда, тот факт, что модель неверна, мы рано или поздно обнаружим, когда появятся новые наблюдательные данные, которые в данную модель не укладываются. Второй подход, на первый взгляд, кажется более прямым: выстраивая наблюдаемые характеристики галактик вдоль красного смещения, мы вроде бы получаем временной ход их эволюции, не опирающийся на априорные модельные предположения. Однако когда работа в этом направлении пошла активно, выяснилось, что и тут все непросто.

Допустим, в каком-то диапазоне спектра — например, в дальнем инфракрасном диапазоне — обнаруживается совершенно новый вид галактик; к примеру, удалось определить их красное смещение, хотя и это не всегда возможно, и это красное смещение оказалось большим: мы видим ранний этап эволюции. Теперь надо понять: превратятся ли эти необычные галактики во что-то обычное к настоящей эпохе, к $z=0$, и во что именно, или же с ходом эволюции исчезнут как класс, и мы не увидим рядом с нами их прямых потомков. Единственный известный пока нам способ сделать это, то есть выстроить наблюдаемые на разных красных смещениях совершенно разные по виду галактики в одну эволюционную цепочку, состоит в том, чтобы привлечь те самые физические модели эволюции, правильность которых еще никто не доказал. И все возвращается на круги своя.

Пока что чем больше наблюдательных данных о далеких галактиках собирается в копилках астрономов, тем менее ясной представляется общая картина. Есть и прямые противоречия: одни данные говорят за один сценарий эволюции, другие — за совершенно иной. Наука об эволюции галактик находится сейчас в том счастливом возрасте, когда фактов уже достаточно, чтобы было над чем поразмыслить, но полную картину еще предстоит построить.

Наиболее яркий пример прямого наблюдательного изучения эволюции галактик путем сопоставления их типичных характери-

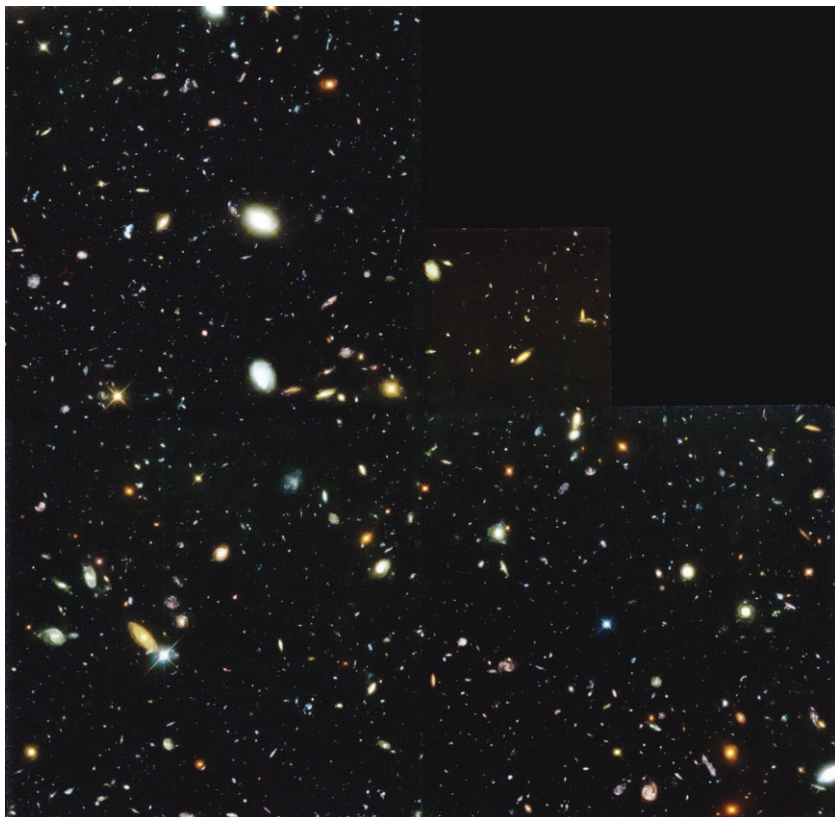


Рис. 1.5. Самое первое Глубокое поле «Хаббла» (HDF-N). Фото: NASA/ESA

стик на разных красных смещениях служит история исследования глубоких полей «Хаббла» (HDF, Hubble Deep Fields) – то есть площадок неба, снятых космическим телескопом «Хаббл» с очень длинными экспозициями. Сейчас их уже несколько – Ультраглубокое поле «Хаббла» (2004), Крайне глубокое поле «Хаббла» (2012 г.), а началось все с двух небольших площадок – северной и южной. Северное глубокое поле «Хаббла» (HDF-N) было снято первым и на сегодняшний день исследовано досконально. Вся эта эпопея с глубокими полями «Хаббла» началась в 1994 году, когда после починки космического телескопа «Хаббл» (далее – HST) выяснилось, что теперь он может получать изображения с угловым разрешением $0,1''$. Астрономам захотелось посмотреть с таким разрешением на очень далекие галакти-

ки; для этого нужно было получить очень глубокий снимок, т. е. снимок с очень большой экспозицией. В созвездии Большая Медведица была выбрана небольшая, всего 5,3 кв. минуты дуги, и на первый взгляд совершенно пустая площадка, и с прибором WFPC2 (Wide-Field Planetary Camera-2) она экспонировалась в течение 10 суток. Были получены снимки в четырех широких фотометрических полосах: использовались фильтры F300W, F450W, F555W и F814W, центрированные на длины волн, указанные в их именах (в нанометрах), и грубо соответствующие фотометрической системе Джонсона–Казинса, т. е. фильтрам U, B, V и I. Позднее площадку досняли с прибором NICMOS (Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrograph) в фильтрах F110W (1,1 мкм, J) и F160W (1,6 мкм, H).

Таким образом, для всех объектов площадки были получены не только широкополосные цвета, но и грубое распределение энергии в спектре в диапазоне от 3000 до 16 000 Å. Какая в результате получилась картинка – можно увидеть на рис. 1.5. Предельная звездная величина, достигнутая в экспозиции HDF-N, $V_{\text{lim}} \approx 30^m$. Площадка располагается на высокой галактической широте, поэтому несомненных звезд на ней мало – всего 9; есть еще несколько десятков слабых точечных голубых объектов, которые могут оказаться старыми белыми карликами. Все остальные объекты площадки, а их около трех тысяч, – это галактики. Самой близкой к нам оказалась красивая эллиптическая галактика чуть выше центра кадра – ее красное смещение $z=0,09$. На каком красном смещении располагается самая далекая галактика в HDF-N, пока сказать трудно. Есть один объект, широкополосные цвета которого намекают на $z \approx 12$, однако все попытки снять спектр галактики, чтобы найти в нем эмиссионную линию для спектрального подтверждения красного смещения по эффекту Доплера, потерпели неудачу – уж слишком слабый у нее блеск.

Подавляющее большинство галактик, обнаруженных в HDF-N, находятся на красных смещениях меньше 1. Правда, надо иметь в виду: в основном это так называемые фотометрические красные смещения. Снять спектр галактики 25-й звездной величины, используя даже самые крупные наземные телескопы, – дело долгое, дорогое и трудное. Поэтому в поле HDF-N прямо измерили значения z только у 150 галактик из 3000, причем, естественно, у самых ярких. Для остальных моделировали цвета: распределения энергии в спектрах близких галактик сдвигали в красную сторону, «свора-

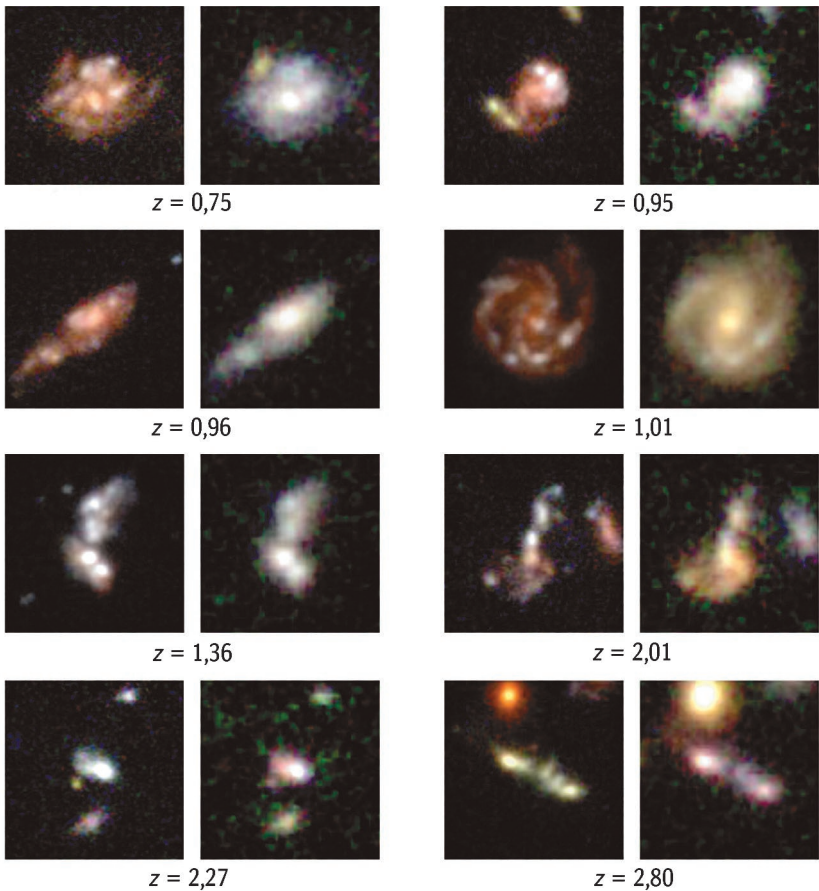


Рис. 1.6. Изменение морфологии типичной галактики с ростом красного смещения в Глубоком хаббловском поле. В каждой паре снимков левое изображение получено в оптическом диапазоне спектра, а правое – в ближней инфракрасной области на длине волны 2 мкм.

чивали» с кривыми реакции фильтров и смотрели, как меняется видимый цвет в зависимости от z . Совпал при каком-то конкретном красном смещении модельный цвет с наблюдаемым для некоей галактики – вот вам и фотометрическое z .

По всем 150 галактикам, у которых красное смещение измерено спектрально, калибровки фотометрических z , естественно, были проверены; авторы методики уверяют, что точность фотометрических красных смещений, определенная как $(z_{\text{ph}} - z_{\text{spec}})/(1 + z_{\text{spec}})$, луч-

ше 5%. Среди того большинства галактик, у которых $z < 1$, опять же большую часть представляют слабые голубые галактики с нерегулярной морфологией, и относительное количество таких галактик явно растет с z . Однако на $z \leq 1$ наблюдаются и яркие представители всех хаббловских морфологических типов. Например, в правом нижнем углу HDF-N (рис. 1.5) видна роскошная спиральная галактика, развернутая плашмя; ее красное смещение $z = 1,01$. Статистический анализ показывает, что в интервале $1 > z > 0$ ни число, ни характерные светимости и размеры эллиптических и спиральных галактик не изменились: все крупные галактики, которых мы видим рядом с нами, уже сформировались к эпохе $z \approx 1$, т. е. 8 млрд лет назад. Однако картина резко меняется на $z > 1,5$: в HDF-N нет ни одной галактики с большим z , которые имели бы правильную морфологию, а всего их там несколько десятков. Характерное изменение морфологии с z можно проследить, например, на рис. 1.6 (взято из обзора Ferguson et al., 2000): галактики на $z > 2$, как правило, «множественные», т. е. представляют собой скопления сгустков неправильной формы. Линейные размеры сгустков значительно меньше, чем типичные размеры современных галактик, — их диаметры меньше 1 кпк.

Сторонники иерархической концепции, т. е. гипотезы формирования больших галактик путем слияния мелких фрагментов, обрадовались, решив, что в HDF-N напрямую виден этот процесс на красных смещениях $z = 2 \div 3$. Однако скептики тут же выдвинули свои возражения. Во-первых, существует космологическое ослабление поверхностной яркости — эффект Толмена, пропорциональный $(1 + z)^4$, — и значит, на больших красных смещениях мы можем не увидеть обычные диски галактик, а будем видеть только самые яркие области звездообразования в них; у современных молодых звездных комплексов как раз подходящие размеры. Во-вторых, на $z > 2$ в оптическую область спектра, где наблюдала WFPC2, из-за красного смещения попадает уже далекая ультрафиолетовая область спектра в собственной системе длин волн галактики, а ультрафиолетовая морфология галактики может сильно отличаться от оптической, опять же из-за очагов звездообразования. Последнее возражение удалось отчасти снять после того, как HDF-N отнаблюдала с прибором NICMOS на 1,1 мкм и 1,6 мкм и посмотрели уже на оптическую (в системе длин волн галактик) морфологию тех же самых далеких объектов; оказалось, что она качественно не отличается от морфологии, на-

блюдавшейся с WFPC2 (на рис. 1.6 слева — изображения галактик, полученные с WFPC2, а справа — полученные с NICMOS). Однако первое возражение пока еще никто не опроверг.

Вообще-то наблюдательные поиски галактик в процессе их формирования начались задолго до запуска космического телескопа «Хаббл». Еще в 1970-х годах усилиями сначала Пиблса и Патриджа, а потом Беатрис Тинсли, которая изобрела метод эволюционно-спектрофотометрического моделирования, стал очень популярен такой образ новорожденной эллиптической галактики: «10 миллионов Туманностей Ориона». Действительно, цвета близких эллиптических галактик очень красные, и они свидетельствуют в пользу того, что все звездообразование в этих галактиках закончилось в первый миллиард лет их жизни. Между тем самые крупные из них содержат до $10^{12} M_{\odot}$ звезд. Разделив одно на другое, получаем на заре формирования эллиптической галактики темп звездообразования (SFR, Star Formation Rate) до $1000 M_{\odot}$ в год! Для сравнения — в современных крупных спиральных галактиках в среднем $SFR \approx 1 M_{\odot}$ в год. Спектрофотометрические модели предсказывают, что при текущем $SFR \approx 1000 M_{\odot}$ в год галактика должна быть очень яркой — примерно как квазар, т. е. на 4 звездные величины ярче, чем сегодня, — а также голубой и с мощной эмиссионной линией водорода Ly α в спектре.

Вот таких «зверей» и искали весьма активно на небе в 1970–1980-е годы, сначала с фотографической техникой, а потом уже и с помощью ПЗС-приемников. К 1978 году был закончен первый глубокий подсчет галактик Крона: он считал их в двух фильтрах, голубом и красном, и обнаружил, что в В-лучах слабых галактик 23–24-й звездной величины гораздо больше, чем можно было предсказать, исходя из парадигмы пассивной эволюции, т. е. из предположения, что на любом z галактики такие же и в том же количестве, что и рядом с нами. Этот результат вдохновил Тинсли: она произвела необходимые модельные расчеты и объявила, что среди «избыточных» слабых голубых галактик Крона должно быть много далеких, на $z > 3$, эллиптических галактик в момент их основной эпохи звездообразования. Она не дождала до результатов массовой спектроскопии слабых голубых галактик; всем остальным заинтересованным исследователям эти результаты принесли разочарование: «избыточные» слабые голубые галактики оказались все на $z < 1$, с основной концентрацией между $z = 0,5$ и $z = 0,8$. Выше уже упоминалось, что на $z = 0,8 \div 1$

все спиральные и эллиптические галактики уже «на месте», т. е. их тогда было столько же, сколько и сейчас; так что слабые голубые галактики не могут быть их предшественниками. Вместе с тем они не могут иметь отношение и к современным неправильным галактикам (Irr) — их намного больше, они в среднем массивнее и имеют практически солнечный химический состав межзвездной среды, тогда как близкие Irr-галактики обеднены металлами. Что это за население и куда оно потом делось, почему мы не видим потомков слабых голубых галактик Крона рядом с нами — все эти проблемы до сих пор не решены, и нет даже разумных предположений на этот счет.

Первичные эллиптические галактики продолжали искать в глубоких обзорах, в основном ожидая от них яркую Ly α -эмиссию. Точность и глубина измерений с появлением новых детекторов всё улучшались, а первичные галактики всё не находились. К 1995 году, когда предел обнаружения оказался в несколько раз ниже теоретических ожиданий для молодых эллиптических галактик, был наконец сделан вывод, что по крайней мере до $z \approx 5$ «первичных» галактик нет. Какие тому могут быть объяснения? Во-первых, пыль. После того как полный обзор неба сделал инфракрасный спутник IRAS, к концу 1980-х годов, уже все знали, что галактики с самым мощным в современную эпоху звездообразованием и соответственно с самой высокой болометрической светимостью в оптике и в ультрафиолете почти не видны. Их вспышки звездообразования полностью погружены в межзвездную пыль, и все ультрафиолетовое и видимое излучение молодых звезд не выходит из галактик наружу, а перехватывается пылью, которая сильно нагревается и очень ярко светит в инфракрасном диапазоне спектра.

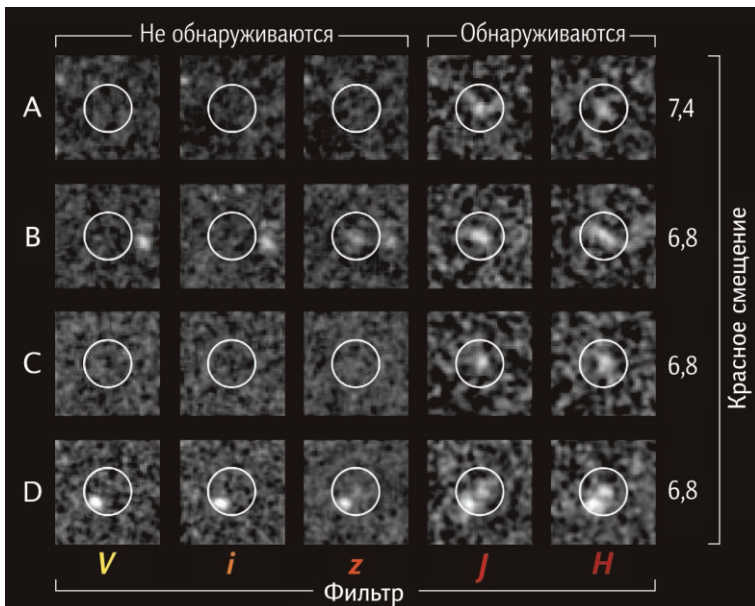
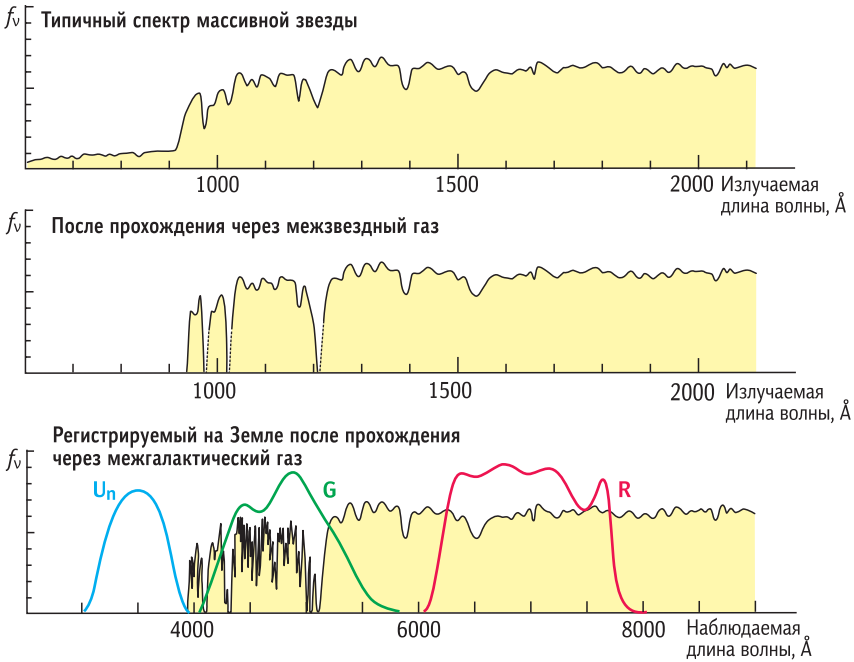
Может быть, и первичные вспышки звездообразования на $z = 4 \div 5$ тоже заэкранированы пылью? Оппоненты возражали: если вспышка звездообразования первична, то металлов еще вовсе нет, звезды не успели их создать, а значит, не может быть и пыли. Но сейчас, измеряя эмиссионные линии различных элементов в спектрах квазаров на больших z , вплоть до $z = 6,28$, исследователи убедились, что на $z = 5 \div 6$ металлы уже были, и в оболочках квазаров металличность даже превосходит солнечную. Следовательно, пыль на этих красных смещениях тоже есть, и ее даже может быть много. Откуда все это там взялось — отдельный вопрос, но сам факт надежно установлен.

Однако кроме пыли существует и другое возможное объяснение отсутствия ярких «первичных» галактик, и оно особенно нравится космологам — сторонникам иерархической концепции формирования галактик. Что если первичные вспышки звездообразования происходили не в таких огромных конгломератах, как современные эллиптические галактики, а в относительно небольших облаках, $10^7 \div 10^8 M_{\odot}$, и поначалу, на $z = 5 \div 6$, образовывались только карликовые галактики? Масштабы «сотни Орионов» выглядят уже достаточно скромно, и через всю Метагалактику мы их, конечно, не разглядим. Потом карлики в ходе динамической эволюции должны были многократно сливаться и к сегодняшнему дню собраться в массивные сфероидальные звездные системы. Эта альтернатива тоже дает решение проблемы отсутствия ярких первичных галактик — но способна ли она пройти и другие наблюдательные тесты?

Между прочим, сейчас уже нашли на $z = 3 \div 7$ целое население достаточно массивных ($M \geq 10^{10} M_{\odot}$) галактик, предположительно переживающих свою первую серьезную эпоху звездообразования. Это так называемые Ly-break галактики (далее LBG): их нашли по голубому обрыву спектра за границей лаймановского континуума (в системе длин волн галактики). Дело в том, что если в галактике изначально много нейтрального водорода, как мы этого ожидаем для галактики, только-только приступившей к образованию звезд, то весь ее лаймановский континуум уйдет на ионизацию этого газа, и в спектре на волнах короче $\lambda_0 = 912 \text{ \AA}$ ничего не останется. Рис. 1.7 иллюстрирует технику поиска LBG-галактик, в данном случае на $z = 7$: в фильтре i ($\lambda_c = 7500 \text{ \AA}$) галактики не видно, а в фильтре J (11000 \AA) и в более красных она видна превосходно — значит, с большой долей вероятности это Ly-break галактика на $z \approx 7$.

В основном благодаря усилиям Чарльза Стейделя (Steidel, 1999) сейчас известно уже несколько тысяч таких объектов и подведены первые статистические итоги. Так, по своим свойствам, в том числе и по характерной светимости (а значит, скорее всего, и по массе), LBG-галактики на $z = 3$, $z = 4$ и $z = 5$ идентичны друг другу. Это означает, что процесс формирования звездного населения в этих галакти-

Рис. 1.7. *Вверху* — иллюстрация методики поиска далеких (Ly-break) галактик: Steidel (1999). *Внизу* — картина «проявления» далекой галактики при сдвиге полосы наблюдения в красную сторону. Из запасов NASA/ESA.



ках был достаточно затяжным. В спектрах половины LBG-галактик вовсе не оказалось $L\alpha$ -эмиссии, а в остальных она весьма скромная; да и темпы звездообразования, оцененные по потоку в ультрафиолете (в системе галактики), оказались в среднем весьма умеренными, от 8 до $25 M_{\odot}/\text{год}$, что согласуется с идеей о большой продолжительности у них эпохи звездообразования. Есть предположение, что LBG-галактики — это будущие балджи современных дисковых галактик ранних типов; впрочем, доказать это трудно. Любопытно, что после того как была оценена средняя плотность на небе пересчитанных на довольно больших площадях LBG-галактик, выяснилось, что в HDF-N количество LBG-галактик в несколько раз меньше среднеожидаемого (Steidel et al., 1996b). То есть в плане средней эволюции галактик на больших z Северное глубокое поле «Хаббла» оказалось совершенно нетипичным, что неудивительно, учитывая его малые размеры. Тогда насколько же репрезентативна статистика морфологических типов галактик, которую астрономы с энтузиазмом изучают по глубоким полям «Хаббла» в течение уже многих лет?!





2

Классические и современные теории формирования галактик

2.1. Джинсовский размер и джинсовская масса

В основе всех классических теорий формирования галактик лежит концепция гравитационной неустойчивости Джеймса Джинса. Ее суть в том, что газовое облако начинает катастрофически сжиматься под действием собственной гравитации, когда его размер (λ) настолько велик ($\lambda > \lambda_J$), что возникающий при сжатии градиент давления не успевает со скоростью звука (c_{sound}) эффективно передаваться наружу за характерное динамическое время t_{grav} , и возникающее внутри большого облака плотное «зернышко» не успевает рассосаться:

$$\lambda_J \equiv c_{\text{sound}} \cdot \tau_{\text{grav}} = \sqrt{\frac{dp/d\rho}{G\rho}}.$$

Пусть в однородной самогравитирующей газовой среде возникла флуктуация плотности (локальное уплотнение) с избытком плотности $\delta\rho$, избытком давления δp и соответствующим избытку плотности избытком гравитационного потенциала $\delta\phi$. Запишем для этой флуктуации три уравнения, связывающие эти три характеристики и описывающие их дальнейшую эволюцию — гидродинамические уравнения Эйлера, уравнение неразрывности и уравнение Пуассона:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\text{grad } \delta p - \rho \text{ grad } \delta\phi \\ \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho = -\rho \text{ div } \delta v \\ \Delta\delta\phi = -4\pi G\delta\rho \end{cases}$$

Теперь введем упрощающие предположения. Пусть облако сферически симметрично, т. е. задача одномерна и можно спроециро-

вать все векторные величины на одну ось — скажем, на ось X . Пусть выполняется физическое условие адиабатичности, т. е. $\delta\rho = c_{\text{sound}}^2 \delta\rho$. Будем искать решение для ρ , ϕ и v в виде распространяющихся волн — гармонических колебаний: $(\rho_0, \phi_0, v_0) \exp(i\omega t - ikx)$ (где ω — частота колебаний, k — волновое число, обратно пропорциональное масштабу волны). Теперь все производные от экспонент берутся аналитически, экспоненты слева и справа сокращаются, и вместо уравнений в частных производных появляется простая система линейных уравнений: вместо $\partial/\partial t$ имеем $i\omega$, а вместо $\partial/\partial x$ имеем $-ik$. После переноса всех слагаемых налево система уравнений принимает следующий вид:

$$\begin{cases} i\omega\rho\delta v_x - ic_{\text{sound}}^2 k\delta\rho - ipk\delta\phi = 0 \\ ipk\delta v_x - i\omega\delta\rho = 0 \\ 4\pi G\delta\rho + k^2\delta\phi = 0 \end{cases}$$

Это линейная система из трех уравнений с тремя неизвестными, и все правые части равны нулю. Чтобы такая система имела *ненулевое* решение, ее детерминант должен быть равен нулю. Приравняем детерминант нулю:

$$\omega^2 - k^2 c_{\text{sound}}^2 + 4\pi G\rho = 0.$$

Если частота колебаний ω действительна, то флуктуация устойчиво колеблется, а вот если ω мнимая, наступает коллапс — экспоненциальный рост возмущения плотности. Следовательно, условие коллапса:

$$k^2 c_{\text{sound}}^2 \leq 4\pi G\rho.$$

Критическое волновое число

$$k_J = \sqrt{\frac{4\pi G\rho}{c_{\text{sound}}^2}},$$

и, соответственно, джинсовский размер

$$\lambda_J \equiv \frac{2\pi}{k_J} = \sqrt{\frac{\pi c_{\text{sound}}^2}{G\rho}},$$

а джинсовская масса

$$M_J \equiv \rho\lambda_J^3 = \pi^{3/2} c_{\text{sound}}^3 \rho^{-1/2} G^{-3/2}.$$

Любопытные физические следствия можно получить из этой формулы. Пусть газ (так и быть, идеальный) описывается политро-

пой, $\rho \propto r^\gamma$; в этом случае $c_{\text{sound}}^2 \propto \rho^{\gamma-1}$. Тогда джинсовская масса зависит только от плотности:

$$M_J \propto \rho^{(3\gamma-4)/2}.$$

Как видно из формулы, есть критическое значение $\gamma = 4/3$; на пример при адиабатическом сжатии, $\gamma = 5/3$, джинсовская масса будет расти, и газ будет продолжать сохранять однородность. А вот при $\gamma < 4/3$, т. е. если газ остывает, например высвечивая лишнюю энергию, то при сжатии джинсовская масса будет уменьшаться, и облако, сжимаясь, будет фрагментироваться на все более мелкие куски, которые, в свою очередь, будут самостоятельно сжиматься, поскольку джинсовская масса уменьшилась с увеличением плотности. Они будут сжиматься дальше, дальше фрагментироваться и т. д. Когда масса типичного фрагмента дойдет до массы порядка массы Солнца, вспыхнет звездообразование, и мы получим в итоге звездную систему — галактику. Если же сжатие не сопровождается высвечиванием, а происходит, например, адиабатически, то фрагментация и соответственно звездообразование в финале не происходят.

2.2. Бездиссипативный коллапс протогалактического облака

Два основных вида коллапса протогалактического облака рассматривались в 1970-е годы в работах классиков. При *бездиссипативном* коллапсе нет диссипации энергии — полная энергия системы сохраняется. Классическую модель образования (эллиптических) галактик путем бездиссипативного коллапса опубликовал Ричард Готт (Gott, 1973). Ключевым допущением этой модели было то, что полное превращение газа в звезды произошло еще на стадии до сжатия протогалактического облака, когда оно еще участвовало в общем хаббловском потоке, в расширении Вселенной. В тот момент, когда граница облака остановилась из-за его самогравитации и облако обособилось от хаббловского потока, оно уже полностью состояло из звезд и было не газовым, а звездным. Звездные системы, как известно, бесстолкновительны, поэтому при коллапсе звездного облака полная энергия сохраняется, но происходит бурная релаксация — перераспределение энергии между отдельными звездами.

В этой работе Готт рассмотрел четыре варианта начальных условий. Все четыре протогалактики были однородными сферами, состоящими из звезд общей массой $M = 10^{11} M_\odot$ и радиусом $R_0 = 20$ кпк

(параметры ориентированы на типичные размеры и массы современных эллиптических галактик), с изотропным максвелловским распределением абсолютных величин случайных скоростей звезд (средняя начальная случайная скорость всех звезд, если сложить их векторно, равна нулю). Отличались все четыре модели друг от друга начальной угловой скоростью твердотельного вращения галактики как целого: от $\Omega = 0$ в модели I до $\Omega = \sqrt{0,75} \Omega_0$ в модели IV. Здесь предел Ω ставится на уровне $\Omega_0 \equiv \sqrt{GM/R_0^3}$, что соответствует предельной допустимой скорости вращения, когда на границе облака на экваторе центробежная сила полностью уравнивает силу гравитации облака и в экваториальной плоскости не происходит ни коллапса, ни разлета.

Готт считал свои модели на компьютере «в лоб», методом N тел, где число гравитационно взаимодействующих друг с другом частиц N было равно 2000. По сравнению с современными моделями N тел, где в расчет принимается до миллиарда частиц, каждая из которых гравитационно взаимодействует с каждой, модели Готта, конечно, не впечатляют. Однако, например, финальные размеры прореаксировавшей системы можно было оценить заранее и в чисто аналитическом рассмотрении. Действительно, в начальный момент времени, на старте коллапса, модель I (без вращения) имела нулевую кинетическую энергию, суммарную по всем звездам, и полная энергия связи, которая состоит из суммы потенциальной и кинетической энергии, на старте была равна $E_b = -W_0$, то есть слагаемое потенциальной энергии было, а слагаемое кинетической энергии — нет (индекс «0» относится к начальному состоянию модели).

Потом коллапс пошел, произошла бурная релаксация, обмен звезд энергией, и в конце концов система пришла к вириальному равновесию, условие которого $2T_1 + W_1 = 0$ (T — суммарная кинетическая энергия, W — суммарная потенциальная энергия, индекс «единица» отличает конечное состояние системы от начального с индексом ноль). Энергия связи не изменилась, поскольку диссипации не было, но теперь, после того, как коллапс закончился, она состоит из суммы: $E_b = -(T_1 + W_1)$, или, после подстановки T_1 из условия вириального равновесия, $E_b = -W_1/2$. Поскольку энергия связи не изменилась, приравниваем начальное и конечное ее значение и получаем $W_1 = 2W_0$. Как известно, потенциальная энергия самогравитирующей сферы $W = -3GM^2/5R$ — обратно пропорциональна радиусу сферы

при заданной массе. Поэтому, поскольку потери массы не было, конечный равновесный радиус звездного облака, испытавшего бездиссипативный коллапс, – ровно половина начального: $R_1 = R_0/2$.

Теперь обратимся к моделям, изначально вращавшимся. На экваторе вращение (центробежная сила) препятствует сжатию, и конечный радиус будет больше $R_0/2$; в предельном случае, когда скорость вращения на экваторе Ω_0 , радиус вовсе не изменится и останется R_0 . Зато на полюсе вращение совсем не мешает сжатию по направлению к центру, и вдоль оси вращения мы получим тот самый конечный радиус $R_0/2$. Таким образом, невращающийся конечный продукт будет иметь сферическую форму и $R_1 = R_0/2$, а вращающийся окажется эллипсоидом с максимальным сжатием, равным 2. Очевидно, что путем бездиссипативного коллапса можно получить эллиптические галактики E0–E5, но нельзя получить более сплюснутые системы E6 и E7 (в классификации Хаббла цифра после буквы «E» – это умноженная на 10 эллиптичность изофот, т. е. $10(a-b)/a$, где a и b – большая и малая полуоси эллипса, аппроксимирующего изофоту).

В численном эксперименте Готта выяснились дальнейшие любопытные детали бездиссипативного коллапса: он проходит за два-три цикла осцилляций, т. е. за максимальным сжатием следует некоторое расширение с последующим вторичным сжатием, прежде чем система достигнет вириального равновесия. В момент максимального сжатия звезды, проходящие через центр, могут приобретать энергию. В финальном равновесном распределении энергий звезд присутствуют два отдельных пика: большинство звезд потеряло энергию и сформировало плотное компактное изотермичное «ядро» звездной системы, а меньшинство – приобрело энергию, ушло на периферию и образовало протяженное разреженное «гало». Чем быстрее начальное вращение протогалактики, тем меньше размером получается «гало».

Хотя качественно финальные продукты бездиссипативного коллапса в целом и походили на реальные эллиптические галактики, но в количественных характеристиках были серьезные нестыковки. Например, модели Готта с вращением имели эллипсоидальную форму, но численный расчет давал для них вытянутые изофоты в центре и круглые – во внешних частях, где доминирует гало. Между тем у реальных эллиптических, слегка сплюснутых галактик все как раз на-

оборот — в центре изофоты круглые, а снару́жи эллиптичность возрастает. Еще хуже проблема с размером ядра и центральной плотностью вещества (звезд). Реальные «ядра» эллиптических галактик намного компактнее и плотнее, чем те, что получались у Готта. Плотность вещества в эллиптических галактиках, образующихся по Готту, очень тесно связана со средней плотностью материи во Вселенной на момент формирования галактики. Если галактики образуются примерно на $z \approx 10$, когда плотность материи во Вселенной была $\sim 3 \cdot 10^{-27}$ г/см³, при бездиссипативном коллапсе это вещество сжалось максимум в 10–15 раз, значит, получается $5 \cdot 10^{-26}$ г/см³. А реальные средние плотности эллиптических галактик намного больше, 10^{-24} г/см³. Так что бездиссипативный коллапс *звездного* протогалактического облака уже на стадии заявки модели был признан неподходящим.

2.3. Диссипативный монолитный коллапс протогалактического облака

Гораздо более широкое признание получили модели диссипативного коллапса протогалактического газового облака, наиболее детально разработанные Ричардом Ларсоном в конце 1960-х — начале 1970-х годов. Подход Ларсона был в большой степени феноменологическим: модель содержала большое количество параметров, и он широко практиковал их насильственную подгонку в целях согласия результатов моделирования с наблюдательными данными. Однако при этом модели были несомненно физичны, а сам принцип допущения диссипации энергии снимал многие проблемы, в частности, проблему плотности и размеров «ядра» сфероидальной галактики.

В основе первой модели Ричарда Ларсона (Larson, 1969) лежала прозрачная здравая физическая мысль. Действительно, характерная масса галактик (и, следовательно, как думали тогда, протогалактик) — около $10^{11} M_{\odot}$, а джинсовская масса при температуре 10^4 К (типичная температура газа водорода после рекомбинации), если даже варьировать разные другие параметры в широких пределах, заключена в пределах от 10^5 до $10^8 M_{\odot}$. То есть массивное протогалактическое газовое облако не может быть однородным, оно еще до начала общего коллапса должно распасться на множество более мелких сгустков. Эти сгустки-облака, вероятно, находятся в турбулентном движении, напоминаящем броуновское движение молекул. И тут

Ларсон вводит диссипацию: пусть случайные столкновения этих облаков полностью неупруги. Тогда при столкновении двух облаков они слипаются, теряют скорость (и энергию!), падают в центр протогалактики, накапливаются и уплотняются там и служат топливом для звездообразования, интенсивность которого по закону Шмидта 1959 года должна быть пропорциональна квадрату объемной плотности газа. При этом суммарная энергия системы уменьшается на величину совокупной кинетической энергии этих двух облаков, и, соответственно, со временем монотонно убывает средняя дисперсия скоростей сгустков.

Весь этот процесс Ларсон запускал для сферического, изначально не вращающегося облака массой $10^{11} M_{\odot}$ и радиусом 50 кпк; на разностной схеме отдельно для газа и для звезд численно решались гидродинамические уравнения Эйлера с источниками. Звездообразование в модели шло только в ядре, но размеры ядра со временем увеличивались. Получалось, что за $8 \cdot 10^8$ лет (так называемое динамическое время системы, сравнимое со временем свободного коллапса) в звезды переходит половина всего газа, а через 1,7 млрд лет — 97%. Так в 1969 г. Ларсон получил сферическую эллиптическую галактику с плотным звездным ядром без всякой бурной релаксации.

Далее Ларсон продолжал совершенствовать свою модель и опубликовал несколько ее модификаций, иногда весьма радикальных. В следующей статье (Larson, 1974) он добавил эволюцию звезд (ведь звезды в процессе эволюции сбрасывают обратно в межзвездную среду около 80% своего исходного газового материала!) и синтез ими тяжелых элементов. В третьей статье (Larson, 1975) наконец появилось изначальное вращение протогалактического облака — Ларсон внял доводам Пиблса, что протогалактическое облако — не одно во Вселенной, есть соседние облака, которые, пролетая мимо, будут раскручивать протогалактическое облако, сообщать ему внутренний момент вращения.

Вместе с вращением в модели Ларсона появилась и проблема: теперь стало невозможно прежним механизмом образовать эллиптическую галактику, потому что газ в ходе диссипации терял энергию, но не момент вращения, и потому оседал не в центр, а в протяженный тонкий диск, где и происходило звездообразование. Получалась спиральная галактика вместо эллиптической. Ларсон не растерялся и для отвода момента наружу ввел вязкость в столкновитель-

ной системе газовых облаков. Вязкость могла быть разной природы — в частности, турбулентная или за счет крупномасштабных газовых потоков, — Ларсон тут не настаивал на конкретном механизме, но величину ее (коэффициент вязкости в формуле Навье—Стокса) подогнал так, чтобы вместо звездного диска получался звездный сфероид. И все получилось еще лучше, чем прежде, даже проблема с эллиптичностью изофот, которая так мучила Готта, решилась сама собой: в центре изофоты теперь были круглые, а эллиптичность достигала максимума на радиусе $3 \div 5$ кпк. Сформировавшиеся эллиптические галактики вращались с бешеной скоростью, $150 \div 180$ км/с, но наблюдательных данных по вращению эллиптических галактик тогда еще практически не было, и проверить этот результат Ларсона никто не мог. Правда, его конкурент Готт утверждал, что никакая турбулентность не даст такой большой вязкости, которая нужна Ларсону, и что реальная вязкость на порядок меньше, чем предлагает Ларсон. Ну, на то он и конкурент.

Через год Ларсон опубликовал четвертую статью (Larson, 1976), где предлагал сценарий образования спиральных (дисковых) галактик. Все происходило так же, как с эллиптическими, только на поздних стадиях первичного коллапса выключалось звездообразование, чтобы сохранить газ для диска. Однако это была последняя статья Ларсона по развитию моделей монолитного диссипативного коллапса протогалактических облаков. Аргументы критиков возымели свое действие, и уже в 1979 году Ларсон кардинально изменил свою точку зрения: он опубликовал вместе с Тинсли статью, где утверждал, что эллиптические галактики образуются «большим мержингом» — слиянием двух спиральных галактик сравнимых масс. Но про мержинг, который стал главным фетишем космологов, когда они решили вписать процесс формирования галактик в общую картину эволюции Вселенной, будет рассказано ниже.

2.4. Другие модели «монолитного» коллапса

Одним из серьезных упрощающих допущений классических моделей монолитного (т. е. «из одного куска») коллапса была сферическая симметрия начальных условий. Последователи классиков (и сами теперь уже классики) попытались отказаться от нее, а также сочетать диссипативный и бездиссипативный коллапс — возникли так называемые «блинные» модели.

Джеймс Бинни (Binney, 1977) пересмотрел основополагающую идею Ларсона о том, что первоначальное протогалактическое облако сначала испытало фрагментацию. А если нет? Тогда оно будет коллапсировать в тонкий «блин», и вся диссипация энергии, а также остывание за счет высвечивания, будут сосредоточены в экваториальной плоскости «блина», где развивается ударная волна в конечной фазе коллапса. Дальнейшая судьба процесса, вообще говоря, сильно зависит от массы протогалактики (которая у классиков фиксировалась!). У Бинни из маленьких облаков получались неправильные галактики с непрерывно тлеющим до сих пор слабым звездообразованием, а из больших — эллиптические: там газ быстро превращался в звезды в блине, а потом бесстолкновительно релаксировал в плоскости, перераспределяясь по радиусу. Поскольку в реальной жизни таких резких границ и однозначных соответствий между морфологическим типом и массой галактики нет (например, Большое Магелланово Облако достаточно массивно, чтобы, по Бинни, быть эллиптической галактикой), то в конечном счете модели Бинни представляли собой чисто теоретический интерес, хотя и хорошо цитировались.

Рэй Карлберг (R. Carlberg) начиная с 1984 г. опубликовал серию работ, в которых попытался усовершенствовать модели Ларсона с учетом новых наблюдательных данных. К середине 1980-х уже знали, что сплюснутая форма эллипсоидальных E-галактик поддерживается не вращением, а анизотропией дисперсии скоростей звезд; знали и о том, что металличность звезд коррелирует с массой галактики — в маленьких эллиптических галактиках металлов меньше. Кроме того, космологи уже уверяли всех, что основная доля вещества во Вселенной находится в форме темной материи. Как со всем этим справился Карлберг? Он поставил следующие начальные условия:

- 1) именно в том месте, где образуется галактика, и только там, $\rho_{\text{gas}}/\rho_{\text{dark matter}} > 1$ — чтобы гравитация темной материи не мешала веществу коллапсировать;
- 2) скорость вращения не нулевая, но мала по сравнению с дисперсией случайных скоростей звезд — $v_r/\sigma = 0,05$;
- 3) начальная конфигурация протогалактического облака — однородный *вытянутый* эллипсоид с отношением осей 2:1;
- 4) процесс столкновения сгустков-облачков далее ветвится в диссипацию и звездообразование: в нескольких процентах случаев

сталкивающиеся облачка целиком превращаются в звезды, а в остальных случаях сгустки просто слипаются;

- 5) в результате массивированного звездообразования развивается галактический ветер, и некая доля газа, определяемая свободным параметром s , уходит из системы совсем; собственно, только параметр s и варьировался в моделях Карлберга.

Сам процесс коллапса протогалактического облака у Карлберга происходил следующим образом: сплюснутое протогалактическое облако сжималось в «блин», и в экваториальной плоскости шло звездообразование. После того как половина газа падала в плоскость и превращалась в звезды, этот звездный диск начинал радиальный коллапс, практически бесстолкновительный. Затем следовала бурная релаксация, и в результате получался звездный сфероид с анизотропной дисперсией скоростей. Модели с более сильным галактическим ветром, естественно, заканчивали формирование звездного сфероида с меньшей конечной металличностью и дисперсией скоростей. Все это было очень похоже на реальные свойства галактик; но в этих моделях Карлберга темная материя не играла никакой роли, и поэтому впоследствии они не выжили.

2.5. Джинсовский коллапс в условиях хаббловского расширения

По теории Большого взрыва на заре юности нашей Вселенной, до эпохи рекомбинации (на $z > 1500$), над давлением вещества доминировало давление излучения:

$$p = \rho_R c^2 / 3,$$

где c – скорость света, а ρ_R – пространственная плотность фотонов. Следовательно, тогда скорость звука была

$$c_{\text{sound}} \equiv \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \frac{c}{\sqrt{3}},$$

и джинсовская масса была чудовищно велика:

$$M_{J,z>1500} = 1,5 \cdot 10^{18} \left(\frac{35000}{1+z} \right)^2 M_{\odot}.$$

Естественно, ни звезды, ни галактики при такой джинсовской массе образоваться не могли. Но Вселенная расширялась, остывала, в какой-то момент температура упала ниже десяти тысяч граду-

сов, и наконец электроны смогли уверенно сесть на свои орбиты вокруг протонов. Барионная плазма превратилась в нейтральный газ, в основном – водород. И вот после рекомбинации, когда вещество отделилось от излучения и приобрело собственную скорость звука:

$$c_{\text{sound}} \equiv \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \left(\frac{kT}{m_H} \right)^{\frac{1}{2}},$$

джинсовская масса упала скачком до вполне разумных значений:

$$M_{J,z=z_{\text{rec}}} = \left(\frac{\pi k}{Gm_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_{0,R}^3}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^5 M_{\odot}.$$

Так что в упрощенной картине ничто не мешало шаровым скоплениям начать образовываться на $z \approx 1000$. Однако в ту далекую эпоху распределение вещества во Вселенной было очень однородным. Мы точно знаем об этом, потому что до нас, находящихся на $z = 0$, дошло реликтовое космическое излучение, которое было жестко связано с барионами на красных смещениях $z > 1500$ и освободилось от него в конце эпохи рекомбинации. Позже излучение продолжало заполнять Вселенную, расширяться вместе с ней, и сейчас, измеряя распределение по небесной сфере температуры реликтового излучения, мы как бы видим «поверхность последнего рассеяния», тот последний миг, когда барионы еще были перемешаны и связаны с излучением. Наблюдаемое распределение по небу температуры реликтового излучения очень однородно, его флуктуации порядка всего лишь одной миллионной доли средней температуры. Если и флуктуации барионной плотности на красном смещении $z \sim 1000$ были такими же маленькими, порядка одной миллионной доли от средней плотности материи во Вселенной, то космологам надо было очень сильно подумать, как из этих крохотных зародышей вырастить современные галактики.

Дело в том, что это только «сферический конь в вакууме», то есть сферические флуктуации плотности в квазистационарной среде растут по Джинсу – с экспоненциальной скоростью, как мы увидели в начале этой главы. Если же поместить такую флуктуацию плотности в расширяющуюся среду (Вселенную), которая будет тянуть внешние слои флуктуации за собой в процессе общего хаббловского расширения, то рост плотности в коллапсирующей флуктуации сильно замедляется и становится не экспоненциальным, а

линейным. То есть с момента $z \sim 1000$ до наших дней наблюдаемая флуктуация, равная одной миллионной, может вырасти только в тысячу раз и превратиться в одну тысячную. Между тем нелинейная стадия коллапса наступает, только когда плотность внутри флуктуации как минимум вдвое больше, чем вокруг нее. Сопоставление этих двух фактов трагично: путем гравитационной неустойчивости Джинса никакие звезды и галактики за время, прошедшее после рекомбинации, образоваться не могли. Если только не...

И вот тут мы упираемся в необходимость темной материи. Никакие другие аргументы — ни большая дисперсия скоростей галактик в скоплениях, ни плоские кривые вращения галактик за пределами их оптических границ — не являются на самом деле такими уж «железными», их всегда можно обойти, считая скрытую от наших глаз гравитирующую массу чем-то другим, барионным, но не светящимися звездами. А вот как быстро вырастить флуктуации плотности с момента рекомбинации до наших дней... Пока придуман только такой выход: на самом деле есть темная материя, электрически нейтральная, переставшая взаимодействовать с излучением задолго до эпохи рекомбинации, выращивавшая свои флуктуации задолго до $z \sim 1000$, и именно темная материя доминирует в гравитации, в процессе коллапсов, фрагментаций, построения крупномасштабных структур во Вселенной.

2.6. Иерархическая концепция формирования галактик

Представления о самом механизме формирования галактик изменились, когда космологам удалось убедить астрономическое общество, что основной вклад в массу (плотность) Вселенной вносит темная материя.

До сих пор нет полного согласия насчет того, из чего, собственно, состоит темная материя. Большинство склоняется в пользу гипотетических «холодных» элементарных частиц — аксионов или WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), ни одну из которых ядерным физикам еще не удалось поймать в лабораторных экспериментах на ускорителях. Но хотя частицы темной материи еще никто не видел, космологи уже знают всё про их свойства; самое главное из этих свойств — способность гравитировать. Когда-то, на заре юности Вселенной, холодная темная материя (Cold Dark Matter, CDM) заполняла Вселенную практически равномерно. Од-

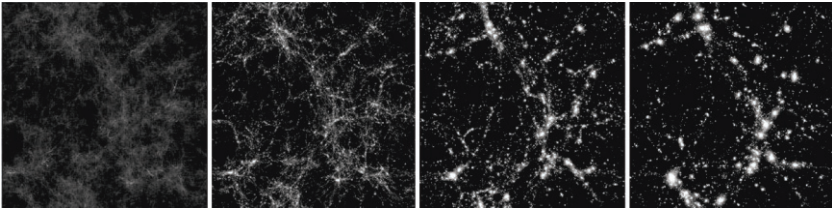


Рис. 2.1. Изменение со временем (слева направо) распределения холодной темной материи в модельной Вселенной под действием одной только гравитации — численный эксперимент методом N тел. Начальное условие — почти однородное распределение плотности темной материи во Вселенной. Координаты сопутствующие, т. е. расширение происходит, но здесь оно не отражено.

нако в этом равномерном поле плотности местами возникали слабые уплотнения — флуктуации плотности с контрастом $10^{-5} \div 10^{-6}$. Холодная темная материя бесстолновительна, у нее нет давления, есть только гравитация, и вот под действием гравитационной неустойчивости эти случайные флуктуации плотности начинают расти, уплотняться, сливаться друг с другом в более крупные сгустки темной материи, и весь этот процесс продолжается до наших дней. Так образуются галактики (вернее, их гипотетические темные гало), так образуются скопления галактик, так формируется вся крупномасштабная структура Вселенной (рис. 2.1).

Эта идея называется «иерархической концепцией», потому что процесс формирования темных гало идет от малых к большим: малые под действием взаимной гравитации сближаются и постепенно сливаются во все более крупные. Каждому моменту времени, каждой эпохе, каждому красному смещению соответствует своя характерная масса сливающихся в данный момент темных гало. Например, на $z \approx 10$ формируются гало с массой $10^7 \div 10^8 M_{\odot}$, на $z \approx 3$ — гало с массой $\sim 10^{10} M_{\odot}$, а сейчас, на $z = 0$, масштаб «сकुчивающейся» темной материи — уже $10^{14} \div 10^{15} M_{\odot}$, это масштаб скоплений галактик.

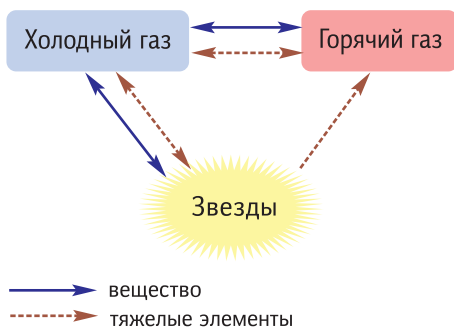
Но темные гало — это все-таки не галактики, как мы их привыкли себе представлять: темную материю не видно, она не светит. Звезды же, составляющие галактику, формируются из газа, т. е. из барионного компонента материи. Каково место барионов в иерархической концепции формирования галактик? По мысли космологов, первоначально барионы, в большинстве своем атомы водорода, были равномерно перемешаны с темной материей в пропорции по мас-

се примерно 1:6 (в пользу темной материи) и коллапсировали вместе с ней. Однако это не тот коллапс газового облака под действием самогравитации, который рассматривался в классических моделях: перемешанный с темной материей газ коллапсирует вместе с ней под действием ее гравитации, фактически — во внешнем гравитационном поле. При этом газ, в отличие от темной материи, — система столкновительная; при коллапсе гало и особенно при слияниях гало в газе возникают ударные волны, которые разогревают его до вириальной температуры (вспомним рентгеновский межгалактический газ близких скоплений галактик — его температура как раз соответствует вириальной энергии темного гало массой $10^{14} M_{\odot}$).

Что происходит дальше? Численное решение уравнений газодинамики для барионов встраивается в гравитационный численный эксперимент методом N тел для темной материи; оказывается, что газ постепенно остывает, высвечиваясь, и оседает в центр гало, формируя компактный плотный диск. От падения в *самый* центр гало газ удерживает изначально имеющийся у него момент импульса. От того, насколько велик этот момент, зависит, насколько компактным получается газовый диск. Ранние модели формирования галактик (точнее, газовых протогалактик) в рамках иерархической концепции предполагали, что пока газовые сгустки оседают в диск (а газ разбивается на сгустки, когда остывает), они за счет динамического трения о темную материю потеряют часть момента. Однако в результате расчетов получались слишком маленькие диски, не похожие на современные спиральные галактики, с которыми их хотелось бы ассоциировать. Постепенно космологи пришли к выводу, что наблюдения свидетельствуют в пользу сохранения момента вращения газом при его оседании в холодный диск; динамическое трение почему-то (непонятно пока, почему) неэффективно в данном случае.

Далее в этом плотном холодном газовом диске должно вспыхнуть звездообразование, и часть газа должна превратиться в звезды — образуется звездный диск, такой (или, по крайней мере, качественно такой), какие мы наблюдаем в современных спиральных галактиках. Мощное звездообразование производит «обратный эффект»: вспыхивают сверхновые, которые не только поставляют тяжелые элементы в межзвездную среду, но и нагревают газ до такой степени, что может возникнуть галактический ветер — мощное истечение теплого газа прочь из галактики, и тогда известная

Рис. 2.2. Схема формирования барионной составляющей галактики. Горячий газ остывает, становится холодным, из него образуются звезды, которые в процессе эволюции сбрасывают обратно в межзвездную среду как холодные оболочки с пылью, так и теплый звездный ветер и суперэнергетичные оболочки сверхновых, и весь цикл обмена повторяется.



доля холодного газа диска снова возвратится в горячий газ гало (рис. 2.2). Тем не менее в результате этого процесса в центре каждого сколлапсировавшего темного гало должен образоваться звездный (точнее, звездно-газовый) диск, или, в терминах привычной нам морфологической классификации, спиральная галактика позднего типа, без балджа. Однако иерархическая концепция требует, чтобы темные гало и дальше сливались между собой; что же при этом происходит с их центральными галактиками? Они тоже сливаются, хотя и позже, чем их темные гало. При этом из двух холодных газовых дисков образуется один большой холодный газовый диск, а из двух холодных звездных дисков образуется один большой, динамически горячий звездный сфероид: звездные системы при слиянии сильно разогреваются динамически. Поскольку при слиянии темные гало объединяются намного быстрее, чем их барионные «начинки», то в принципе часто можно встретить одно большое темное гало, внутри которого проживают несколько отдельных галактик. В плане связи концепции с наблюдениями это означает, что общее темное гало имеют и большая спиральная галактика со своими карликовыми спутниками, и несколько больших галактик, принадлежащих к одной группе, и сотни галактик, составляющих скопление.

Если два холодных звездных диска в конце концов слились и образовали горячий звездный сфероид, похожий на эллиптическую галактику, в дальнейшем вокруг этого сфероида опять может конденсироваться из горячей фазы холодный плотный газовый диск, в нем опять вспыхнет звездообразование, и вот уже сфероид стал балджем, а вокруг него нарастил новый звездный диск — получилась

спиральная галактика раннего типа. А если не нарастился (что чаще происходит в поздние времена, на малых красных смещениях, из-за общекоσμического исчерпания газа) — сфероид останется «голым», т. е. эллиптической галактикой. Так в рамках концепции формирования галактик иерархическим гравитационным сгущиванием хаббловская последовательность морфологических типов снова стала эволюционной, только, по сравнению с представлениями прошлого века, «вывернутой наизнанку». Теперь считают, что сначала формируются поздние типы — чисто дисковые галактики типа Sc–Sd и Irr, потом они сливаются и превращаются в балджи, потом балджи наращивают на себя новые диски и становятся спиральными галактиками раннего типа Sa–Sb, а вот если слияния первоначальных дисков происходят в поздние эпохи, то тут уже, позже всех, образуются эллиптические галактики.

Моделирование формирования галактик в рамках иерархической концепции обычно осуществляется не для отдельного объекта, как это было в эпоху расцвета классических теорий, а для всех галактик Вселенной сразу. Это может делаться прямым численным экспериментом по расчету эволюции распределения вещества во Вселенной — методом N тел в кубе с периодическими краевыми условиями для учета гравитации и лагранжевым гидродинамическим подходом «сглаженных частиц» для учета газодинамики барионной среды. Либо статистически (это так называемый полуаналитический метод), задействуя распределения темных гало по массам в каждый последовательный момент времени (для этого есть аналитическая формула Пресса–Шехтера) и выбирая методом Монте-Карло «пути» (или, как еще говорят, «деревя», т. е. генеалогические деревья) слияния этих гало в дальнейшем. Поэтому первые — и при этом основные — достижения иерархической концепции состоят в относительно успешном воспроизведении статистических характеристик *современного* населения галактик: распределения галактик по морфологическим типам, по светимостям, и т. п.

2.7. Сравнения с наблюдениями: проблемы иерархической концепции

Однако есть целый комплекс десятилетиями собиравшихся наблюдательных данных, относящихся к *наблюдаемой* эволюции галактик, которые пока никак не укладываются в иерархическую кон-

цепцию. Например, чтобы объяснить наблюдаемую корреляцию «масса—металличность» у эллиптических галактик (чем массивнее галактика, тем выше содержание тяжелых элементов в ее звездах), приходится предполагать, что каждое слияние двух дисковых галактик сопровождается вспышкой звездообразования. Тогда при каждом «укрупнении» галактик будут производиться новые тяжелые элементы и таким образом будет возрастать средняя металличность звездного населения с увеличением массы эллиптической галактики. Эту идею предложили Тинсли и Ларсон еще в 1979 году, когда только-только были обнаружены корреляция «цвет—светимость» у эллиптических галактик и повышенная частота вспышек звездообразования у взаимодействующих галактик.

Численный эксперимент в рамках самых популярных космологических моделей показывает, что близлежащие эллиптические галактики испытали последнее слияние (большой мерджинг) совсем недавно, на $z < 1$, а поскольку концепция — иерархическая, то чем массивнее эллиптическая галактика, тем ближе к нашей эпохе произошло ее последнее слияние. Так, согласно последним уточненным космологическим моделям, самые массивные ($M_V = -22$) эллиптические галактики скоплений испытали последнее большое слияние в среднем на $\langle z \rangle = 0,4$, то есть 4 млрд лет назад, а эллиптические галактики в разреженном окружении, в поле и в группах — и вовсе всего 2 млрд лет назад. И каждое такое большое слияние сопровождалось вспышкой звездообразования! Если это так, то средний возраст звездного населения в центре современных массивных эллиптических галактик должен быть относительно невелик, 3–5 млрд лет; между тем по спектрам и цветам он уверенно оценивается как более 8 млрд лет (см. гл. 4), и чем массивнее эллиптическая галактика, тем старше ее звездное население!

В результате глубоких обзоров как скоплений галактик, так и площадок с разреженным населением были исследованы статистически полные (по объему пространства или по звездной величине) выборки галактик до $z \approx 1,5$, причем не только фотометрически, на больших наземных телескопах на Гавайях и в Чили, но и морфологически (с помощью космического телескопа «Хаббл»). Выводы этих исследований парадоксальны с точки зрения иерархической концепции. Оказалось, что на $z = 0,8 \div 1,0$ все крупные галактики с регулярной морфологией — эллиптические и спиральные — уже «на месте»:



Рис. 2.3. Скопление галактик на $z=0,4$. Фото: NASA/ESA.

их пространственная плотность и функция светимости соответствуют тем, что мы видим рядом с нами, на $z=0$, как если бы все эти галактики образовались на $z>2$. Причем это справедливо и для разреженного поля, и — что касается эллиптических галактик — для скоплений. Вот, например, исследование скопления галактик на красном смещении $z=1,3$ (Van Dokkum, Stanford, 2003): самые яркие (массивные) галактики имеют правильную сфероидальную морфологию и красный цвет, совсем как близкие эллиптические галактики. Сильная эволюция числа наблюдается только для слабых голубых галактик с нерегулярной морфологией: их много на $z=0,7 \div 1,0$, а потом, ближе к нам, они куда-то бесследно исчезают. Если, следуя иерархической концепции, предположить, что они сливаются и образуют новые эллиптические галактики, то куда деваются старые эллипти-

ческие галактики, почему сейчас эллиптических галактик не больше, чем на $z=0,8$? Ответа пока нет.

Чтобы решить проблему старого возраста звездного населения в эллиптических галактиках, некоторые космологи предполагают, что их звезды образовывались на $z=3 \div 5$ в мелких галактиках, которые в процессе бурного звездообразования из-за эффекта отрицательной обратной связи теряли весь свой газ. Качественные физические соображения подсказывают, что нагретый первым поколением горячих звезд газ покидает небольшую галактику, и формирование звезд на этом прекращается. Позже эти чисто звездные кусочки – карликовые эллиптические галактики – сливались без диссипации и без вспышек звездообразования в большие эллиптические галактики. Но в таком сценарии невозможно объяснить наблюдаемую зависимость «масса–металличность». Не объясняет иерархическая концепция и наблюдаемую корреляцию «масса–возраст» звездного населения, а также антикорреляцию «масса–интенсивность» современного звездообразования для всей совокупности галактик – дисковых и эллиптических. По иерархической концепции, все должно быть наоборот: массивные галактики в среднем формируются позже, звезды в них должны быть в среднем моложе и больше должна быть вероятность застать их в момент еще продолжающегося звездообразования. На деле же все современное звездообразование (и похоже, не только современное, но и оцененное на половину возраста Вселенной назад) сосредоточено в маломассивных галактиках.

Прямые количественные оценки эволюции между $z=1$ и $z=0$ разнообразных распределений галактик, включая функции светимости, тоже сильно расходятся с предсказаниями иерархической концепции. Когда наблюдаемое распределение галактик по светимостям на промежуточных красных смещениях до $z=1$ сравнивают с предсказаниями современных космологических Λ CDM-моделей, они заметно расходятся: в наблюдениях по сравнению с иерархическими моделями заметно больше ярких галактик и заметно меньше карликовых. А ведь модели «подгонялись» так, чтобы их результаты совпадали с функциями светимости современных галактик, на $z=0$! Значит, эволюцию светимости галактик модели описывают неправильно.

Есть у иерархической концепции и другие проблемы с наблюдениями, которые армия космологов признает и пытается разре-

шить. Перечислим коротко самые обсуждаемые из них: нуль-пункт зависимости Талли–Фишера (Tully, Fisher, 1977), недостаток карликовых галактик в группах, радиальный профиль плотности темной материи в гало.

Воспроизведение наблюдаемой степенной зависимости светимости галактик от скорости их вращения (зависимость Талли–Фишера) является гордостью иерархической концепции (Cole et al., 1994). Хотя, с одной стороны, подобная зависимость вроде бы следует из теоремы вириала, с другой стороны, все уже согласилось, что скорость вращения (определяемая массой) относится к темной материи, а светимость – к звездному (барионному) компоненту, и потому им не обязательно быть связанными. В численных моделях иерархического формирования спиральных галактик, при определенных предположениях о фиксированной доле барионов в общей массе и о фиксированном соотношении моментов импульса барионов и темной материи (а что, собственно, еще нужно, чтобы получить соотношение Талли–Фишера?!), эта зависимость воспроизводится, причем с правильным наклоном для разных спектральных полос, от L_B до L_K , и даже – вот торжество статистического подхода! – с разбросом галактик вокруг средней регрессии, похожим на наблюдаемый (Gnedin et al., 2007). Вот только никак не решается проблема нуль-пункта: модельные галактики вращаются в несколько раз быстрее, чем наблюдаемые при той же светимости (или светимости реальных галактик значительно выше для тех же скоростей вращения), и размер дисков у них все-таки меньше, чем нужно. Сначала думали, что если правильно учесть эффект обратной связи от звездообразования, это поправит нуль-пункт. Учли – но это не помогло; проблема нуль-пункта зависимости Талли–Фишера пока не решена, и нормальных звездных дисков с экспоненциальным профилем яркости пока тоже не получается в рамках иерархической концепции.

В рамках иерархической концепции удастся в общих чертах воспроизвести функцию светимости близких галактик, но лишь до определенного нижнего предела по светимости. Однако с карликовыми галактиками массой менее $10^8 M_\odot$ полная катастрофа: например, в нашей Местной группе, где мелкие галактики достаточно хорошо пересчитаны, их не хватает на порядок величины. Поскольку карликовые гало начали коллапсировать раньше всех, то и карликовых галактик за это время должно было накопиться больше всех,

как бы они ни сливались. Так, численное моделирование эволюции крупномасштабной структуры Вселенной в рамках самой популярной ныне Λ CDM-модели показывает, что у крупной дисковой галактики типа нашей должно быть около $200 \div 400$ карликовых спутников, которые еще не успели слиться с ней к моменту $z = 0$. Но у нашей Галактики спутников на порядок меньше. Такой же катастрофический недостаток карликовых галактик наблюдается и в масштабах всей Местной группы.

Когда это обнаружили, стали придумывать механизмы, как подавить звездообразование в коллапсирующих мелких гало: то есть пусть мелких гало существует столько, сколько предсказывает модель, только мы их не видим из-за того, что в них так и не возникли звезды. В принципе такие механизмы подавления звездообразования существуют, и не один: вполне возможно, что вокруг нас куча по-настоящему темных гало из темной материи с массой $10^8 \div 10^9 M_{\odot}$, которые сколлапсировали, но так и не образовали внутри себя галактику. Например, такой сценарий: первые галактики — звездные системы с большим количеством молодых ярких звезд — могли своим излучением прогреть, а своим галактическим ветром вымести газ из соседних, еще не образовавших звезды, достаточно мелких темных гало. Однако чувство неудобства вызывает, во-первых, то, что никаких проявлений, хотя бы гравитационных, темных гало без звезд пока не обнаружено, во-вторых, то, что про все эти механизмы подавления звездообразования вспомнили задним числом, когда обнаружилось, что карликовых галактик не хватает. А в-третьих, шаровым скоплениям, у которых масса еще меньше, $10^4 \div 10^6 M_{\odot}$, почему-то ничто не помешало образовать звезды на $z > 3$. Нижний предел массы для звездообразующих систем еще можно понять, но как понять узкий провал на $10^8 \div 10^9 M_{\odot}$?

Кроме того, как всегда, теоретикам портят жизнь высококачественные наблюдения: как только космологи поставили предел на массу темных гало, в которых могут формироваться галактики, — этой массе по разным прикидкам соответствует скорость кругового вращения $20 \div 30$ км/с, — как на Индийском большом радиоинтерферометре начали в массовом порядке открывать карликовые иррегулярные галактики со скоростью вращения, измеренной по нейтральному водороду, $7 \div 10$ км/с! И это оказались вполне видимые, со звездами, карликовые галактики.

История с радиальным распределением плотности темной материи в гало начиналась очень оптимистично: Наварро, Френк и Уайт (Navarro, Frenk, White, 1996 и 1997), проведя с высоким пространственным разрешением численные эксперименты финальной стадии коллапса темных гало, обнаружили, что окончательно установившаяся в процессе коллапса форма радиального профиля плотности темной материи – универсальна и не зависит ни от космологической модели (если зафиксировать свойства темной материи как холодной и бесстолкновительной), ни от эпохи формирования гало. А именно, радиальный профиль сферически усредненной плотности темной материи хорошо описывается формулой:

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{\text{crit}}} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2},$$

где r_s – характерный радиальный масштаб, а δ_c – безразмерная центральная плотность. Такой закон предполагает монотонное и быстрое возрастание плотности темной материи при приближении к центру гало: модельные темные гало имеют очень плотные ядрышки. Между тем из наблюдений уже давно известно, что в больших спиральных галактиках кривые вращения в пределах оптических дисков вполне описываются распределением видимого – звездного и газового – компонентов, а влияние скрытой массы начинает чувствоваться только на значительном удалении от центра.

В последние годы активно исследуется вращение галактик с низкой поверхностной яркостью. Там, по общему убеждению, гравитация темной материи доминирует над гравитацией барионов и вблизи центра галактик. Однако профиль плотности, восстановленный по форме кривых вращения галактик с низкой поверхностной яркостью, оказался весьма пологим: он не вписывается в закон Navarro–Frenk–White. Вблизи центра галактики он выходит на плато и соответствует так называемой «изотермической» (то есть с постоянной дисперсией скоростей частиц) модели.

Этот комплекс наблюдательных результатов свидетельствует в пользу того, что темные гало на самом деле куда более рыхлые и отчасти даже пустые внутри, по сравнению с профилем Navarro–Frenk–White, предсказываемым численным экспериментом по гравитационному коллапсу темных гало. Но численные эксперименты этих авторов с тех пор повторяли не раз, их результат стабильно

подтверждался, так что отсутствие согласия теоретического и наблюдаемого профилей плотности темной материи свидетельствует о глубинных физических недостатках концепции. Один из выходов из этой ситуации, который сейчас активно предлагается, — это допущение самовзаимодействия для частиц холодной темной материи: если она не является бесстолкновительной, то коллапс темных гало должен останавливаться на относительно ранних стадиях из-за внутреннего давления в «газе» частиц темной материи. Но если это действительно так, если темная материя столкновительна, то надо пересчитывать абсолютно все модели формирования галактик, и иерархическая концепция может еще дать совсем другие финальные галактические продукты, чем она давала до сих пор.

Есть еще целый ряд скользких моментов, которые космологи в принципе смогли объяснить, но им при этом пришлось сделать некие заранее не очевидные предположения. Например, эволюция сгущения галактик — между прочим, статистическая характеристика, из тех, что Λ CDM-модели обязаны объяснять лучше всех. По иерархической концепции, распределение плотности вещества во Вселенной эволюционирует от почти совсем однородного в эпоху рекомбинации до сильно структурированного, сгущенного, в нашу эпоху (рис. 2.1). Правда, космологи предполагают, что галактики могут не вполне точно соответствовать распределению темной материи, а образовываться, например, только в самых плотных узлах крупномасштабной структуры — но это пока теоретическое предположение, гипотеза, носящая английское название «biasing». Наблюдательный же факт, установленный вполне надежно, состоит в том, что Ly-break галактики на $z = 3 \div 4$ сгущены точно так же, как и окружающие нас галактики на $z = 0$. На $z = 3 \div 4$ Вселенная имела возраст $1 \div 1,5$ млрд лет, сейчас — около 14 млрд лет; то есть практически за все время жизни Вселенной не произошло никакой эволюции степени сгущенности галактик — в отличие от сгущенности темных гало. Как это может быть?

Все время в стадии напряженного «широкого согласия» (broad agreement) находятся наблюдаемое и теоретическое число массивных объектов на больших красных смещениях. Ведь массивные — яркие! — галактики наблюдать легче, чем слабые, и их пространственная плотность, число галактик в единице сопутствующего объема, оценивается из наблюдений вполне уверенно. На крас-

ном смещении двойка число галактик с барионной массой больше $3 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ — на два порядка больше, чем предсказывают космологические модели! Напомним: космологические модели нормированы на число галактик в ближней Вселенной. То есть опять мы приходим к мысли о неправильных предсказаниях *эволюции* галактик. Или вот вопрос о первом появлении скоплений галактик. Согласно моделям, эпоха «сбора» массивных скоплений галактик настала, собственно, только сейчас, на $z=0$. Еще совсем недавно теоретики говорили уверенно: на $z>1$ скоплений галактик не существует. Однако наблюдения и тут все испортили. В Антарктиде сейчас идет крупный наблюдательный проект по поиску скоплений галактик на основе эффекта Сюняева–Зельдовича: горячий вириализованный газ скоплений порождает мелкомасштабные пятна на в остальном достаточно однородном реликтовом фоне. И вот уже открыта пара очень массивных скоплений галактик на $z>1,5$! Пока космологи спасают свои модели, призывая на помощь статистику: один-два массивных «урода» могли случайно вылупиться значительно раньше, чем основной коллектив темных гало с такой большой массой. Но обзор продолжается, и что, если массивных скоплений на $z>1,5$ окажется на самом деле много?

2.8. Линзовидные галактики

На морфологической схеме Хаббла линзовидные галактики располагаются между спиральными и эллиптическими, у самого основания раздвоения «вилки». Сам Хаббл вводил их как гипотетический морфологический тип, переходный от ранних к поздним морфологическим типам. Однако со временем выяснилось, что линзовидные галактики — не только не гипотетичны, но даже и не редки. В ближней Вселенной по встречаемости линзовидные галактики занимают второе место после спиральных: их 15% всех галактик поля. Для сравнения, эллиптических галактик примерно в 3,5 раз меньше (Naim et al. 1995). Морфология линзовидных галактик — дисковая, и по характеристикам крупномасштабных компонентов — звездных дисков и центральных сфероидальных балджей — линзовидные галактики полностью похожи на спиральные. А вот чем они напоминают эллиптические — так это однородным красным цветом, намекающим на старое звездное население и отсутствие современного звездообразования.

Есть еще одна особенность, отличающая линзовидные галактики от спиральных: в них реже встречаются большие бары, но гораздо чаще — внешние кольца. Это любопытно, но пока никак не встроено в теорию происхождения линзовидных галактик, так что на этих особенностях мы не будем акцентировать внимание.

Практически с самого начала, как только исследователи стали формулировать гипотезы о происхождении различных видов галактик, структурное сходство спиральных и линзовидных галактик привлекло внимание. Структуры — одинаковые, но у спиральных галактик в дисках есть звездообразование, а у линзовидных — нет. Что из этого следует? Мысли астрономов дружно двинулись в одном направлении: надо остановить звездообразование в диске спиральной галактики, и она превратится в линзовидную. Так все сразу и подумали, так и думают до сих пор. Для меня лично полная загадка: неужели никто не замечает равноправия возможных взаимных превращений? Ведь если в диск линзовидной галактики добавить газ, там зажжется звездообразование, и линзовидная галактика превратится в спиральную. Это же так очевидно! Однако научная мысль оказалась в этом смысле на удивление неповоротливой.

В 1980 году вышла эпохальная работа Алана Дресслера (A. Dressler), где он в 55 близких скоплениях галактик пересчитал все морфологические типы (тогда еще можно было такие эпохальные работы делать в одиночку!). И оказалось, что именно в скоплениях, в плотном окружении линзовидные галактики процветают: их там до 50 ÷ 60% всего населения. Тут я еще немного отвлекусь на критику научной мысли: из результатов Дресслера вовсе не следует, что большинство линзовидных галактик проживает в скоплениях, как тут же подумал весь астрономический народ. В богатые скопления в ближней Вселенной входит около 7% всех галактик. Даже если мы умножим эти 7% на максимально возможную долю линзовидных галактик, т. е. на 60%, то в итоге получим, что среди всех галактик лишь 4,2% составляют линзовидные галактики в скоплениях. Поскольку их общая встречаемость составляет 15%, то ясно, что большинство близких линзовидных галактик проживает в поле, в достаточно разреженном окружении. И тем не менее после работы Дресслера теоретики кинулись придумывать механизмы остановки звездообразования в дисках спиральных галактик и превращения их в линзовидные именно в плотном окружении. Все они описывают, что происхо-

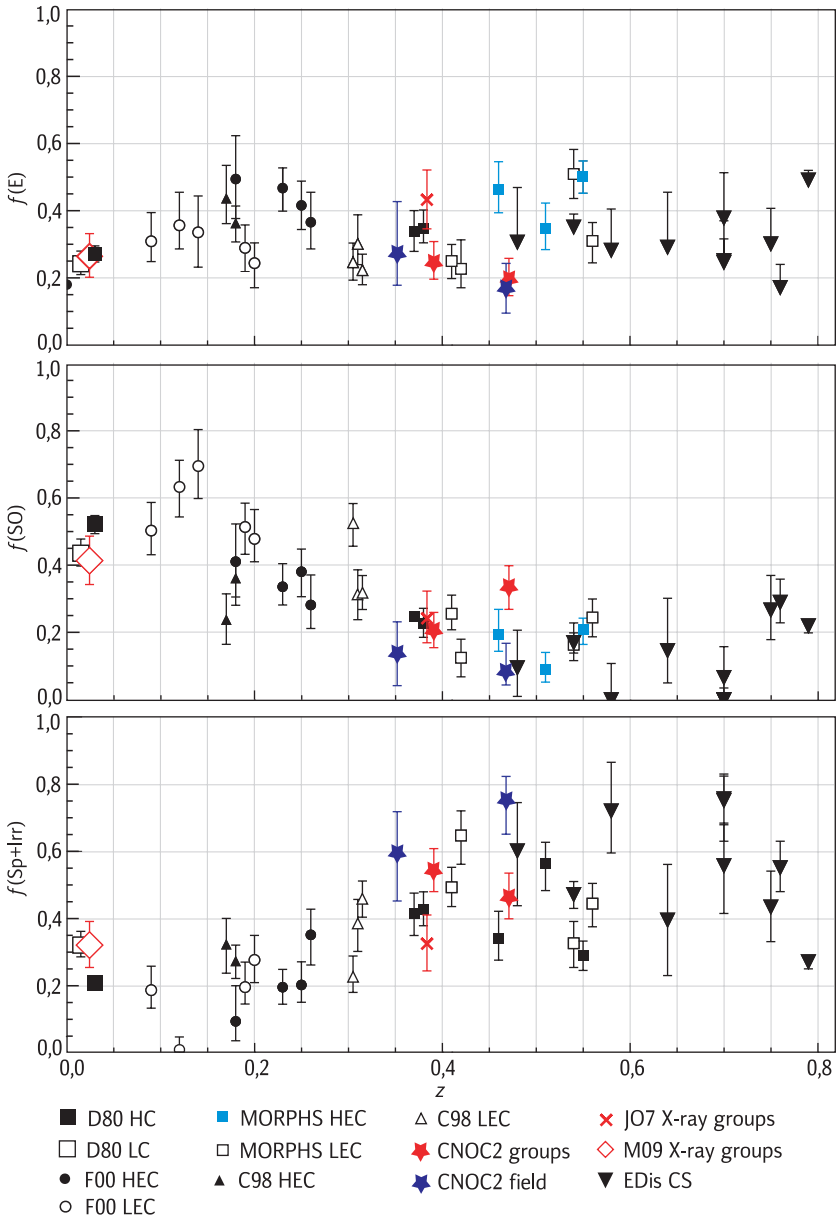


Рис. 2.4. Изменение процента галактик разных типов в скоплениях в зависимости от красного смещения. По результатам обзора на космическом телескопе «Хаббл» (Wilman et al. 2009).

дит с газовым диском в процессе вливания спиральных галактик поля в состав богатых скоплений – в результате иерархического сгущения и формирования массивных темных гало в современную эпоху.

Насчет эпохи. Весьма кстати в конце 1970-х годов подоспели и наблюдательные результаты фотометрического исследования скоплений галактик на ненулевых красных смещениях. Батчер и Омлер (Butcher, Oemler, 1978a, b) измерили цвета галактик в нескольких богатых скоплениях на $z=0,4$, и оказалось, что там *много* голубых галактик; тогда как в близких богатых скоплениях доминируют линзовидные галактики, которые, как известно, сейчас красные. «Вот! – сказала астрономическое сообщество. – Мы видим, как на $z<0,4$ в скоплениях спиральные галактики превращаются в линзовидные». Позднее, когда начал работать космический телескоп «Хаббл» и стало возможно не только измерять цвета далеких галактик, но и оценивать их морфологию, Алан Дресслер возглавил масштабный («ключевой») проект этого телескопа по исследованию морфологии галактик в скоплениях до $z=0,8$. И зависимость, которую они получили (рис. 2.4 содержит их результаты, но взят из более поздней статьи Wilman et al. 2009), действительно впечатляет: на $z<0,2$ линзовидные галактики составляют 50 ÷ 60% всех галактик скоплений, а спиральные – 20%. Но с удалением от нашей эпохи идет зеркальное переключение: на $z>0,4$ уже 20% всех галактик – линзовидные, а 50 ÷ 60% – спиральные! При этом доля эллиптических галактик в скоплениях – около 30% – не меняется с красным смещением. Так вот же! Вот эта эпоха массового сбора скоплений (это знание нам досталось от LCDM-теории), и она же – эпоха, когда спиральные галактики в массовом порядке превращаются в линзовидные – в скоплениях... Казалось бы, крайне редкий случай гармоничного согласия теории и наблюдений.

И тут я вспоминаю, что $z=0,4$ – это всего лишь 4 млрд лет назад (по LCDM-теории). Что же это получается? Если мы рассмотрим близкие линзовидные галактики в скоплениях, то сейчас в их дисках нет звездообразования – но оно должно было там быть всего 4 млрд лет назад! А это значит, что если мы измерим возраст звездного населения в их дисках, то он должен быть 4 млрд лет, ну 5, ну в крайнем случае 7 – но никак не старше. Я собрала глубокие спектральные данные по двум десяткам линзовидных галактик в близких скоплениях и группах (спасибо нашему российскому 6-метровому теле-

скопу!) и измерила... В моей выборке 60% дисков оказались старше 10 млрд лет (Sil'chenko et al. 2012). Через два года появилась статья западной команды, где трудами аспирантки Эвелины Джонстон под руководством Альфонсо Арагон-Саламанки и Майкла Меррифилда (Johnston et al., 2014) такие же измерения были сделаны уже для линзовидных галактик, принадлежащих только скоплению – близкому скоплению галактик в созвездии Дева. Там старыми, с возрастом около 12 млрд лет, оказались 11 дисков из 13, это уже 85%. Чем плотнее окружение, тем старше звездное население в дисках линзовидных галактик. Какое там красное смещение 0,4! Звездообразование в дисках линзовидных галактик в плотном окружении остановилось по крайней мере на $z=2$. И, если верить Λ CDM-теории, на таком красном смещении эта остановка не могла иметь никакого отношения к собиранию богатых групп и скоплений галактик. Что бы голубенькое ни видели в скоплениях на $z=0,4$ Батчер и Омлер, это не были диски будущих линзовидных галактик. Я могу, пожалуй, согласиться только на вторичное звездообразование в балджах – есть на то динамические механизмы (см. следующую главу).

Ну и по-прежнему остается не рассмотренным теоретиками вопрос о происхождении линзовидных галактик в поле. Между прочим, именно в разреженном окружении, а часто и вообще без какого-либо окружения, линзовидные галактики демонстрируют не сильное, но все-таки звездообразование во внешних областях дисков. Только это звездообразование происходит не в спиральных рукавах, а в кольцах, и поэтому галактики без сомнения классифицируются как линзовидные, а вовсе не как спиральные. Спиральные должны иметь спирали...





Динамические механизмы эволюции галактик

Динамические механизмы эволюции галактик сложны и многообразны. Хотя, казалось бы, при всех событиях динамической эволюции действует одна и та же сила — сила гравитации, в ее классическом, как правило, ньютоновском варианте. Однако галактики состоят из множества мелких элементов — звезд и газовых облаков, которые могут весьма разнообразно взаимодействовать между собой: без потери энергии; без потери момента; с потерей энергии, но без потери момента; с потерей и энергии, и момента, и т. д. Это приводит к разным геометрическим последствиям и к весьма разным временам эволюции. Намного усложняет динамическую эволюцию галактик и то, что они эволюционируют не как отдельные изолированные системы, а в весьма разнообразном окружении.

Очень полезную классификацию механизмов динамической эволюции галактик собрали Джон Корменди и Роберт Кенникатт в своем обзоре (Kormendy, Kennicutt, 2004). По сторонам схемы идет разделение всех механизмов на быстрые—медленные (по вертикали) и внешние—внутренние (по горизонтали). «Быстрые» — это механизмы с характерными временами одного оборота вокруг центра галактики или одного этапа коллапса, то есть на масштабах средних галактик это чуть быстрее одного миллиарда лет. «Медленные» — по-английски их называют *secular* — это действующие на временах нескольких (немногих) миллиардов лет. С внутренними и внешними совсем просто: внутренние механизмы действуют в галактике, даже если рядом никого нет, а внешние всегда требуют приложения силы извне. В центре — универсальные механизмы, действующие абсолютно во всех галактиках, на широких интервалах времен, то, что нужно учитывать всегда. В дальнейшем мы рассмотрим подробно



Рис. 3.1. Классификация механизмов динамической эволюции галактик (идея Джона Корменди; с изменениями).

некоторые конкретные механизмы, упомянутые в углах схемы Корменди–Кенниката.

Динамическая и структурная эволюция галактик тесно связаны между собой: собственно, динамические свойства подсистем, звездных и газовых, полностью определяют их видимую форму — плоскую или сфероидальную, симметричную или триаксиальную, или вовсе «иррегулярную». С другой стороны, видимые простым глазом изменения в структуре галактик, как правило, сопровождаются кардинальными изменениями в динамике, и именно следя за структурными изменениями галактик во времени, мы восстанавливаем и их динамическую эволюцию. Поэтому в этой главе сначала перечислим особенности структуры галактик различных морфологических типов и раскроем основные их черты, которые ведут к их динамическим особенностям.

3.1. Глобальные свойства современных галактик

Тридцать лет назад, когда создавались классические теории формирования галактик, про глобальные свойства галактик знали в основном только то, что было видно глазом на фотопластинке: что одни галактики (эллиптические) сфероидальны по форме и имеют

красный цвет, а другие (спиральные) плюс к сфероиду имеют еще и плоский диск и в целом голубые. Теперь мы знаем неизмеримо больше. И любые теории формирования галактик, на каких бы идеях они ни основывались, должны дать конечный продукт, удовлетворяющий колоссальному количеству наблюдательных данных. Основные из них будут перечислены ниже.

Галактики, как разделил их еще Хаббл, бывают эллиптические, линзовидные и спиральные (бывают еще и неправильные, но их часто объединяют со спиральными: они тоже имеют глобальный диск и никаких других компонентов и голубой цвет, как спиральные, из-за большого количества молодых звезд). В наших непосредственных окрестностях (их иногда называют «локальной Вселенной») соотношение морфологических типов таково: $N(E):N(S0):N(S+Irr) = 5:15:80\%$ (по данным каталога ярких галактик ближней Вселенной; Naim et al., 1995). То есть спиральных галактик больше, чем эллиптических и линзовидных вместе взятых. Однако это соотношение очень сильно зависит от того, насколько плотно в данном месте расположены галактики (так называемое соотношение «морфология—окружение»). Вышеприведенная пропорция относится к «полю», т. е. разреженному распределению галактик вне скоплений, да еще и на красном смещении $z=0$. В скоплениях же, как мы уже упоминали, на $z \leq 0,2$ доминируют линзовидные и эллиптические галактики.

3.1.1. Эллиптические галактики

Внутри морфологического типа, даже такого достаточно однородного на вид, как эллиптические галактики, существуют свои зависимости и свои подтипы. Что касается эллиптических галактик, то для них еще в 1970-е годы была установлена видимая связь интегральной светимости с цветом, которая при ближайшем рассмотрении оказалась зависимостью металличности звезд от массы галактики: чем массивнее галактика, тем больше в ее звездах тяжелых элементов, $Z \propto M^{0,25}$, и тем краснее выглядит звездное население.

Позднее, после накопления измерений самых различных спектральных и фотометрических характеристик эллиптических галактик в количестве, достаточном для статистики, были выявлены и более сложные зависимости: $R_e \propto \sigma_*^{1,4} I_e^{-0,8}$ (здесь R_e — эффективный радиус галактики, σ_* — дисперсия хаотических скоростей звезд в пределах эффективного радиуса, I_e — средняя поверхностная яр-

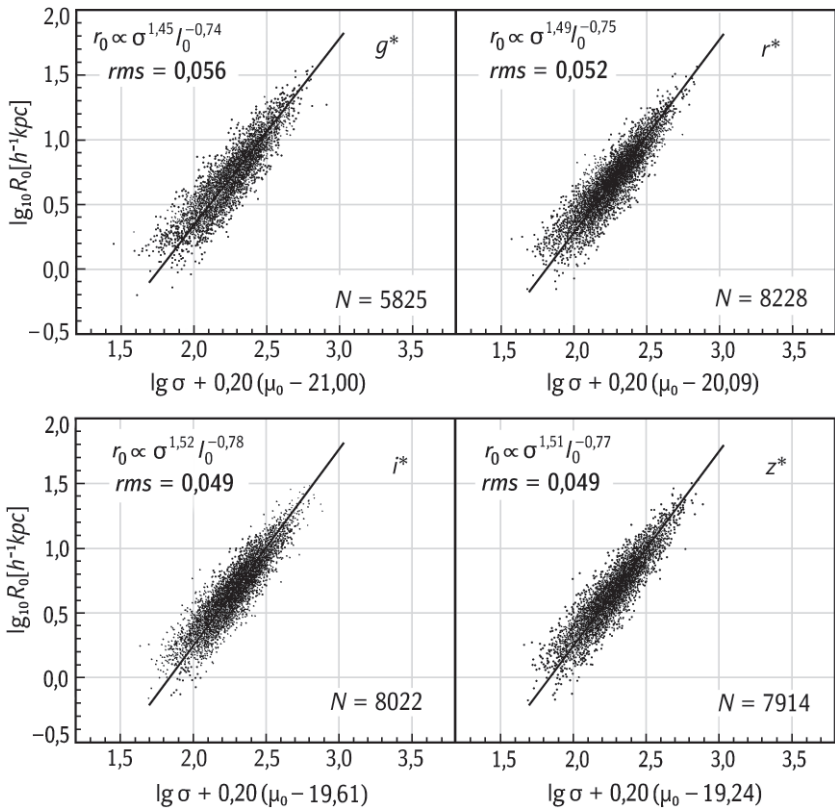


Рис. 3.2. Вид фундаментальной плоскости эллиптических галактик с ребра в разных длинах волн, по данным обзора SDSS (Bernardi et al., 2003). В правом верхнем углу каждого графика указана фотометрическая полоса, в которой проводились измерения. На каждом рисунке указан разброс наблюдаемых точек вокруг линейной аппроксимации; rms – root mean square (среднее квадратичное отклонение).

кость галактики внутри эффективного радиуса). Это так называемая «фундаментальная плоскость» в трехмерном пространстве, где координатами служат эффективный радиус галактики, дисперсия скоростей ее звезд (динамически связанная с массой) и средняя поверхностная яркость (или светимость) галактики. В этом пространстве эллиптические галактики расположены не произвольно, а сконцентрированы к плоскости, поскольку один из параметров полностью определяется двумя другими.

Пример хорошо промеренной по данным многотысячного обзора галактик SDSS фундаментальной плоскости эллиптических галактик приведен на рис. 3.2 из статьи Bernardi et al. (2003). Специалисты-динамики тут же скажут вам, что существование фундаментальной плоскости – прямое следствие теоремы вириала. Это и так, и не так, поскольку для однородных гомологичных (т. е. однокомпонентных) звездных систем фундаментальная плоскость, если вывести ее из теоремы вириала, должна выглядеть чуть по-другому: $R_e \propto \sigma_*^2 I_e^{-1}$. Отступление показателей степени в соотношениях фундаментальной плоскости от «правильных», вириальных значений, да еще и чуть разное отступление при измерении поверхностной яркости в разных длинах волн, скорее всего, означает негомологичность эллиптических галактик, например присутствие погруженных в сфероиды слабых звездных дисков, образовавшихся отдельно от остальной галактики. С тем, что эллиптические галактики в массе своей негомологичны, уже никто особо не спорит, но интересно, что степень негомологичности, так же, как и вся динамика системы, сильно зависит от интегральной светимости. Яркие эллиптические галактики ($M_B \leq -20$), как правило, имеют прямоугольные (по-английски *boxy*) изофоты, почти не вращаются, а их сплюснутость (триаксиальность?) поддерживается анизотропной дисперсией скоростей звезд. Более слабые эллиптические галактики, как правило, имеют заметный погруженный в центр сфероида компактный диск; их сфероиды являются «изотропными ротаторами», т. е. дисперсия скоростей звезд в них изотропна, а сплюснутая форма как раз соответствует балансу гравитационных и центробежных сил – вращение у таких галактик бывает довольно быстрым. Разделение эллиптических галактик и балджей галактик дисковых, которые тоже сфероиды, по степени доминирования хаотических движений звезд над упорядоченным вращением можно посмотреть на рис. 4.3, взятом из обзора Корменди и Кенниката (Kormendy, Kennicutt, 2004).

3.1.2. Дискосые галактики

У дисковых, большей частью спиральных, галактик известны три фундаментальных свойства:

1) звездные диски относительно тонкие, с экспоненциальным убыванием поверхностной яркости вдоль радиуса;

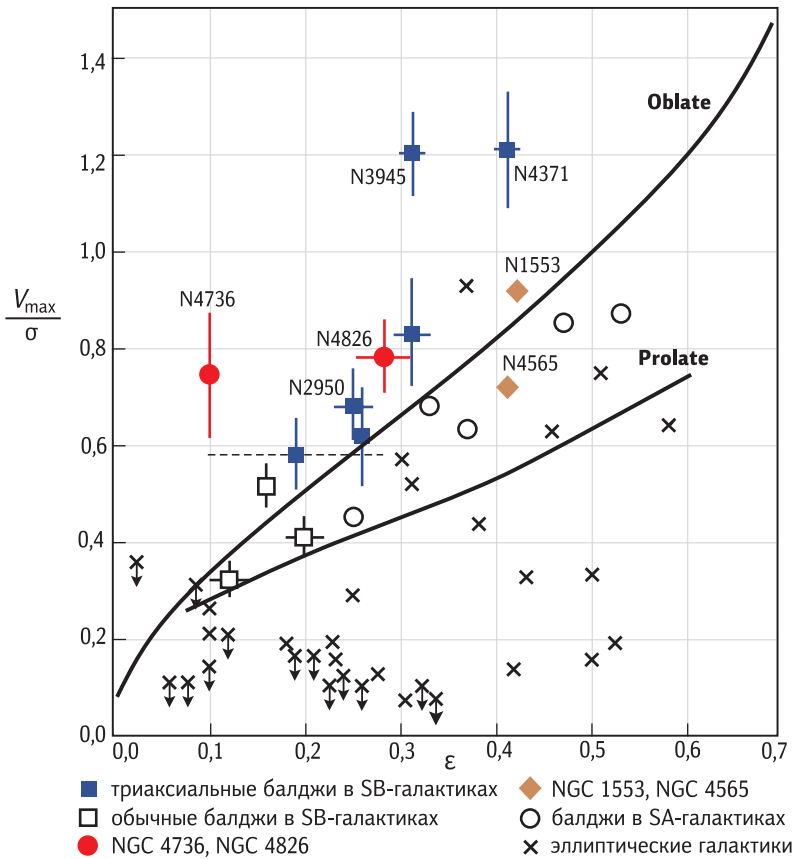


Рис. 3.3. Диаграмма Джеймса Бинни (Binney, 1978) в версии Джона Корменди (1993): ϵ — видимое в проекции на небо сжатие изофот $(1-b/a)$; V_{\max}/σ — отношение скорости упорядоченного вращения звезд к хаотической скорости звезд в центральной области галактики; кривые соответствуют модельным расчетам для сжатых (oblate) и вытянутых (prolate) звездных сфероидов, форма которых поддерживается центробежной силой.

2) линейная скорость вращения выходит на постоянное значение довольно близко к центру и остается на этом постоянном уровне даже за пределами звездного диска;

3) выполняется соотношение Талли—Фишера (Tully—Fisher) между интегральной светимостью галактики и скоростью вращения ее диска, в какой-то степени аналогичное фундаментальной плоскости для эллиптических галактик.

Что касается дисков, то еще в 1970 г. Кеннет Фриман (Freeman, 1970) в своей классической фотометрической (то есть чисто наблюдательной) работе установил, что во внешних частях спиральных и линзовидных галактик выполняется экспоненциальный закон падения поверхностной яркости вдоль радиуса, $I \propto \exp(-r/r_h)$, или если в звездных величинах, то $\mu = \mu_0 + 1,086 r/r_h$; и этот закон выдерживается с хорошей точностью на протяжении $2 \div 3$ характерных масштабов r_h . Правда, Фриман обнаружил еще и постоянство центральной поверхностной яркости дисков, в голубых лучах $\mu_{B,0} = 21,7$ с весьма небольшим разбросом, но этот результат с тех пор неоднократно оспаривался со ссылкой на эффекты селекции. А вот экспоненциальные диски прижились.

Если бы и закон падения поверхностной *плотности* по радиусу был таким же, как яркости, — т. е. если бы отношение массы к светимости по всей галактике было бы постоянным, — то форма кривой вращения такого диска могла бы быть точно определена без специальных спектральных наблюдений: интегрируя потенциал в кольцах и приравнивая гравитацию центробежной силе, мы получаем плавный рост скорости вращения примерно до $2r_h$, а потом такое же плавное, или чуть плавнее, падение. Однако наблюдатели не поверили на слово и были правы: когда в 1981 г. Босма измерил (Bosma, 1981) скорости вращения дисков во внешних частях по нейтральному водороду у нескольких десятков спиральных галактик — а диски HI, как правило, намного протяженнее хозяйских звездных дисков, — то они в большинстве случаев оказались «плоскими», т. е. скорость вращения была постоянна вплоть до последней (по радиусу) измеренной точки. Это означало, что кроме видимого светящегося вещества (звезды + нейтральный газ HI) на больших расстояниях от центра есть еще что-то — гравитирующее, но не светящееся. Это «что-то» называют скрытой массой и отождествляют с темной материей, любимой космологами-теоретиками, определяющей всю гравитацию во Вселенной.

Что касается соотношения Талли—Фишера, то оно установлено в еще одной классической наблюдательной работе (Tully, Fisher, 1977), сначала всего только по двум десяткам галактик и только в одном голубом фильтре: $L_B \propto v_{\text{rot}}^{2,5}$. Позднее выяснилось, что зависимость становится круче, если рассматривать светимость во все более красном диапазоне спектра, вплоть до фильтра K (2 мкм): $L_K \propto v_{\text{rot}}^4$. Сейчас сам Талли думает, что это чистый эффект поглощения пылью в дисках

спиральных галактик — ведь пыль сильнее поглощает именно в голубых лучах; а истинным физическим законом является последний вариант, со степенью 4. Любопытно, что следствием теоремы вириала соотношение Талли—Фишера являлось бы, если бы светимость и масса, динамически связанная со скоростью вращения, относились бы к одному и тому же компоненту галактики — к звездам. Однако по современным представлениям скорость вращения на больших радиусах — и суммарная масса внутри этого радиуса — относятся к темной материи, а светимость, естественно, к звездам; тогда такая тесная связь между ними становится нетривиальным, чисто эмпирическим фактом, требующим отдельного теоретического осмысления.

Если экспоненциальный профиль яркости в дисках является признанным фундаментальным свойством спиральных галактик, то с точкой зрения на профили яркости в балджах в последние пару десятков лет произошли кардинальные перемены. В эпоху первого расцвета космологических сценариев, в начале 1990-х, считалось, что поверхностная яркость в балджах падает вдоль радиуса по закону де Вокулера, $\mu \propto r^{1/4}$, — точно как в эллиптических галактиках. Это и вдохновило космологов на сценарий, согласно которому балджи образуются до дисков, слиянием двух галактик, как эллиптические галактики. Однако в середине 1990-х годов, после распространения ПЗС-приемников для получения изображений галактик, массовые высокоточные фотометрические обзоры полных выборок близких спиральных галактик показали, что универсального профиля яркости для балджей не существует. Точнее, можно считать вполне применимым так называемый закон Серсика, $\lg(I)$ или $\mu \propto r^{1/n}$, если n — свободный параметр подгонки. И экспоненциальный профиль, и закон де Вокулера являются частными случаями закона Серсика: первый — при $n=1$, второй — при $n=4$. Так вот, в балджах спиральных галактик n может меняться от 0 до 4, с максимумом частоты встречаемости на $n=2$. Вроде бы есть антикорреляция между морфологическим типом (и, соответственно, относительной светимостью балджа) и n : чем более ранний тип имеет спиральная галактика, чем более заметный вклад в интегральную светимость вносит ее балдж, тем большим значением n описывается профиль яркости в ее балдже. У Sc-галактик, практически у всех, балджи небольшие, и их профиль яркости — экспоненциальный, с характерным радиальным масштабом порядка 10% от радиального экспоненциального масштаба диска.

3.2. Быстрые механизмы динамической эволюции галактик

К быстрым механизмам динамической эволюции относится в первую очередь монолитный коллапс протогалактического облака — звездного или газового, без диссипации энергии или с оной. Это *внутренний* быстрый механизм. Но монолитные коллапсы мы уже подробно рассмотрели в главе 2. Теперь взглянем пристальнее на слияния галактик, которые пришли на смену монолитному коллапсу в умах динамиков-теоретиков как главный способ сформировать эллиптическую (сфероидальную) галактику.

Еще в 1970-е годы сначала Тоомре и Тоомре (Toomre, Toomre, 1972), а за ними и многие другие исследователи предложили сценарий слияния двух дисковых галактик для объяснения происхождения галактик эллиптических. Действительно, моделирование слияния галактик, если рассматривать его как чисто гравитационный процесс и рассчитывать методом N тел, показало, что при слиянии двух плоских быстро вращающихся звездных дисков финальный продукт будет иметь квазисферическую форму, поддерживаемую хаотическими движениями звезд, и практически не будет вращаться. Последнее обстоятельство дает сценарию слияний преимущество перед классическими сценариями «монолитного коллапса» единого протогалактического облака, потому что реальные гигантские эллиптические галактики тоже почти не вращаются. Чтобы объяснить известные сейчас кардинальные различия между яркими и слабыми эллиптическими галактиками, предлагается считать, что гигантские эллиптические галактики суть продукты слияния двух спиральных галактик равных масс, а более слабые получаются слиянием одной большой и одной маленькой спиральной галактики, например, с отношением масс 3:1. Качественно этот сценарий дает звездные системы, весьма похожие на реальные галактики; удовлетворяет ли он наблюдательной статистике и количественно?

Нааб и Буркерт (Naab, Burkert, 2001 и 2003) выполнили серию численных экспериментов по слиянию двух дисковых галактик *без газа* и с умеренными балджами (с массой до 30% от массы диска). Свободными варьируемыми параметрами модели были орбиты сближения галактик — их разнообразие создавало статистику, как и то, что исследователи «смотрели» на продукт слияния как бы с разных сторон, отрабатывая случайную ориентацию галактик в пространстве. Пробовались четыре разных соотношения масс сливающихся га-

лактик: 1:1, 2:1, 3:1 и 4:1. Выяснилось, что если рассматривать отдельно каждую из следующих характеристик гигантских или слабых эллиптических галактик — эллиптичность изофот, прямоугольность изофот («ящикообразность», *boxiness*) и отношение скорости регулярного вращения к дисперсии хаотических скоростей звезд, то статистика модельных продуктов при соотношении масс сливающихся галактик 1:1 и 3:1 полностью согласуется с наблюдаемой статистикой гигантских и средне-ярких эллиптических галактик соответственно. Так, при слиянии двух равных дисковых галактик все получается, как надо для гигантских эллиптических галактик: распределение параметра «ящикообразности» a_4 имеет узкий пик на отрицательном значении $-0,5\%$, эллиптичности изофот равномерно распределены между 0,0 и 0,45, а максимум параметра хаотичности орбит $(v_{\text{rot}}/\sigma_0)_*$ приходится на малое число 0,3, с широким хвостом распределения в сторону еще меньших чисел. Если же сливаются две спиральные галактики с отношением масс 3:1, то параметр «ящикообразности» a_4 получается почти всегда положительным, эллиптичность может достигать 0,7 (т. е. воспроизводятся крайне сплюснутые эллиптические галактики E7), а отношение скорости вращения и дисперсии скоростей близко к тому, что ожидается для изотропных ротаторов, сплюснутых вращением, т. е. воспроизводятся характерные свойства маломассивных эллиптических галактик.

Однако Нааб и Буркерт не удовлетворились рассмотрением отдельных характеристик, а сопоставили их по парам; и сразу выяснилось, что не все так хорошо. Так, ни при каком соотношении масс сливающихся галактик, от 1:1 до 4:1, не удастся получить галактики с эллиптичностью от 0,4 до 0,6 и $a_4 > 2\%$, хотя в природе таких наблюдается довольно много. Вероятно, $a_4 > 2\%$ все-таки означает негомологичность звездной системы: в звездный сфероид должен быть вложен относительно тонкий звездный диск. Кроме того, среди все тех же слабых эллиптических галактик с эллиптичностью между 0,4 и 0,6 половина вращается очень быстро, $v_{\text{rot}}/\sigma_0 \geq 1,0$, а в моделях не удастся получить это отношение больше 0,9. С другой стороны, модельный продукт слияния двух равных дисковых галактик при определенных ориентациях относительно нашего луча зрения (а ориентации галактик в пространстве случайны!) должен иметь $a_4 > 0$ и при этом не вращаться, а в природе таких эллиптических галактик не наблюдается.

Очевидно, нельзя утверждать, что механизм формирования всей совокупности эллиптических галактик — или, по крайней мере, параметризация этого механизма отношением масс сливающихся дисков — угадан абсолютно верно. Попытки увеличить скорость вращения продукта слияния путем увеличения отношения масс сливающихся компонент потерпели неудачу: уже при отношении масс 5:1 продукт слияния перестал выглядеть эллиптической галактикой — большей из сливающихся галактик при таких условиях удается сохранить свой диск. Более перспективным путем совершенствования сценария слияний выглядит переход от бездиссипативного мерджинга к диссипативному и включение газового компонента дисков в расчет эволюции. Делать это тем более необходимо, что сам образ спиральной галактики без газа, который до сих пор фигурировал в начальных условиях модели слияний, является нереальным — в любой спиральной галактике есть хоть какой-то газ. Вероятно, присутствие газа в продукте слияния может привести к формированию того самого погруженного в сфероид вторичного звездного диска.

Самые знаменитые модели слияния спиральных галактик с газом при сравнимых полных массах сливающихся объектов сделали Барнес и Хернквист (Barnes, Hernquist, 1996). В «симуляциях» (численных моделях) Барнеса и Хернквиста две одинаковые дисковые галактики, имеющие соотношение масс балджа : диска : темного гало = 1:3:16, сближаются с параболическими скоростями. Одна из галактик лежит плашмя в плоскости орбиты, другая сильно наклонена. Каждый из дисков содержит 10% диссипативного компонента — газа. Численно считается гравитационная задача N тел для звезд и гидродинамика «сглаженных частиц» для газа. При сближении галактик под действием приливного эффекта развиваются эффектные протяженные звездно-газовые структуры — «хвосты» и «мост». При этом внутри дисков под действием тех же приливов формируются бары, которые отнимают момент у газа; поэтому газ в каждой из галактик сваливается в центр задолго до самого слияния. Галактики гравитационно захватывают друг друга; после трех орбитальных оборотов они сближаются настолько, что уже выглядят как единое целое; после 8÷10 оборотов суммарная звездная система выглядит полностью срелаксировавшей. Она имеет квазисферическую форму (отношение осей 1:0,9:0,6) и в среднем, если проинтегрировать все звезды на луче зрения, почти не вращается. Профиль поверхностной плот-

ности при этом имеет вид, очень близкий к закону де Вокулера — в общем, получается типичная гигантская эллиптическая галактика. Однако интересно, как себя при этом ведет газ. Через 1,5 млрд лет после начала процесса слияния, когда продукт слияния уже принял окончательную форму, 60% всего суммарного газа, а это несколько миллиардов масс Солнца, оказалось сосредоточено в центре, в области радиусом всего 100 пк. Авторы резонно заключили, что при такой концентрации газа в центре продукта слияния должна возгореться вспышка звездообразования чудовищной силы. Тут же пришли на ум экзотические галактики ULIRG — ультра-яркие в далеком инфракрасном диапазоне: хотя в оптике они весьма скромны, но спутник IRAS открыл, что в спектральном диапазоне $25 \div 100$ мкм это самые яркие галактики на небе. И болометрические светимости ULIRG — самые большие среди всех галактик. У них в центре идет звездообразование с интенсивностью $100 \div 1000 M_{\odot}/\text{год}$, и профили яркости, по некоторым данным, у них де-вокулеровские. Похоже, что типичный ULIRG может представлять собой новорожденный продукт слияния двух равных по массе спиральных галактик.

Если 60% всего газа сосредотачивается в центре продукта слияния и может служить топливом для вспышки звездообразования, то остальные 40% остаются в форме диффузного, протяженного, сильно покоруженного газового диска и приливных хвостов. В хвостах могут образовываться (и выявляются при модельном счете) новые карликовые галактики — так называемые приливные карлики, TDG. Диффузный газ внешнего диска и отдельных внешних оболочек медленно, на шкале миллиардов лет, аккрецирует на центр галактики. Однако к реальным современным гигантским эллиптическим галактикам такие продукты слияний не могут иметь прямого отношения: звездное население центральных областей гигантских эллиптических галактик очень старое, и никаких вспышек звездообразования в последние миллиарды лет там точно не было.

И, наконец, чтобы составить себе полную картину слияний галактик, остановимся на случае «малых слияний» (minor mergers). Условие малости слияний является превышением отношением масс сливающихся галактик значения 5:1. Достаточно типичный случай малого мерджинга, когда большая дисковая галактика «проглатывает» спутник, масса которого всего 10% от массы большой галактики, представлен в работе Уолкера и др. (Walker et al., 1996). Рассчиты-

валась чисто звездная динамика, присутствие газа в расчет не принималось. Спутник подлетал к большой галактике по орбите, наклоненной под 30° к плоскости ее диска, захватывался ее гравитацией и начинал «спиральить» к центру (обращаться в диске хозяйской галактики по орбите с неуклонно убывающим радиусом). Примерно через 1 млрд лет он полностью растворялся, и 45% его массы достигало центра большой галактики, увеличивая тем самым ее балдж. Диск большой галактики при этом не разрушался, но «грелся»: дисперсия скоростей звезд на расстоянии от центра порядка $8 \div 10$ кпк увеличивалась на $8 \div 10$ км/с и достигала $40 \div 50$ км/с, а сам диск утолщался примерно на 60% и изгибал края с постепенно затухающей амплитудой. Следовательно, малый мержинг имеет отношение уже не к формированию эллиптических галактик, а к динамической эволюции дисковых галактик: утолщению диска, исчезновению в динамически горячем диске спиральных ветвей и, возможно, превращению ее в линзовидную. Интересно, что если одиночный малый мержинг относится к быстрым механизмам динамической эволюции галактик, то серия малых мержингов — а почему бы у большой спиральной галактики быть только одному-единственному падающему спутнику? — это уже вековая эволюция, то есть неуклонный разогрев звездного диска на масштабах нескольких миллиардов лет.

3.3. Вековая эволюция дисков галактик

Признанным ведущим механизмом динамической эволюции дисков галактик на временных масштабах порядка миллиардов лет является «неосесимметричное возмущение», а проще говоря — бар. Если во времена Хаббла и несколько позже считалось, что бар есть персональный атрибут галактики, данный ей от рождения раз и навсегда, то теперь возобладала точка зрения на бар как на транзитную структуру: бары могут возникать в изначально осесимметричных дисках, как под действием сил извне, так и сами собой, и они могут исчезать. Рассмотрим одно типичное динамическое исследование этого процесса.

В модели швейцарцев Фенигера и Фридли (Pfenniger, Friedli, 1991) считалась численно задача N тел для чисто звездного диска. Начальными условиями были осесимметричное распределение частиц в диске, изотропная дисперсия их скоростей, от 30 км/с на $R=15$ кпк до 170 км/с в центре, естественно, регулярное круговое

вращение и профиль плотности, представляющий собой два вложенных друг в друга диска разных масштабов, чтобы учесть в центре галактики гравитацию балджа. При этом в начальные условия не закладывалось существование самого балджа, геометрически толстого по z -координате. Такую динамически холодную плоскую вращающуюся звездную конфигурацию оставляли в покое, т. е. моделировали ее эволюцию без каких-либо внешних воздействий. В результате через $(3 \div 4) \cdot 10^8$ лет в ней сам собой развивался бар, вполне устойчивый во времени, а также транзитные спиральные рукава. По бару и рукавам шла перекачка момента импульса наружу, так, что к концу счета суммарный угловой момент звезд внутри радиуса коротации бара (R_{cor}) уменьшился на 44%. Соответственно изменению момента шла и радиальная перестройка структуры диска: только за счет действия сил гравитации бар сформировал за своими пределами, на $R > R_{\text{cor}}$, чисто экспоненциальный профиль поверхностной плотности звезд, что представляется несомненным успехом модели в плане сравнения с наблюдениями. Дисперсия хаотических скоростей звезд со временем росла на всех радиусах (диск «грелся») и становилась анизотропной, $\sigma_R > \sigma_\phi > \sigma_z > \sigma_0$.

Но, кстати, вышеизложенный механизм – не единственный способ построить экспоненциальный звездный диск. Не говоря уже о современных космологических моделях, где экспоненциальность просто закладывается «руками» в начальные условия – газ опускается вертикально в диск из квазисферического гало, и экспоненциальный профиль поверхностной плотности устанавливается еще в газовом диске, – нельзя не вспомнить изящную аналитическую работу Лина и Прингла (Lin, Pringle, 1987), где экспоненциальный профиль поверхностной плотности звезд получался из постоянной по радиусу начальной плотности газа на основе самых общих физических соображений. Лин и Прингл предположили, что характерный временной масштаб превращения газа в звезды – того же порядка, что и характерное вязкое время в газе диска. И тогда за 12 млрд лет звездообразования из любого начального распределения газа по радиусу получается экспоненциальный профиль плотности звезд, причем экспоненциальный масштаб звездного диска жестко связан с начальным радиусом диска газового: как показали численные эксперименты, он просто равен его половине. Характер вязкости при этом не оговаривается и не ограничивается, но из общих физических со-

ображений, вероятно, речь идет о турбулентности, которая, согласно некоторым современным теориям, определяет локальный ход звездообразования. Небольшая работа Лина и Прингла 1987 года была чисто аналитической, но позже были проведены и численные гидродинамические эксперименты (Slyz et al., 2002), которые полностью подтвердили работоспособность идеи.

Если с построением экспоненциальных звездных дисков проблем нет — разве что пока трудно определить, какой именно механизм тут доминирует, — то с происхождением балджей в дисковых галактиках царит полная неясность. Поколебалось даже само представление о том, что же такое есть балдж в галактике и как его отличить от ядра или от ядерного диска (см. главу 6 про ядра галактик). Вслед за Хабблом будем считать балджем относительно протяженную структуру (скажем, радиусом $\gg 10$ пк), имеющую три измерения, то есть толстую по z -координате. В моделях балджи сейчас чаще всего строят двумя способами: большие балджи — малым мержингом, маленькие балджи — вековой эволюцией дисков галактик. Что касается последнего явления, то, несмотря на то, что оно у всех на устах, удовлетворительных расчетов того, как, собственно, все происходит, крайне мало. Задача эта тяжелая, так как приходится рассчитывать систему, включающую и бесстолкновительные звезды, и столкновительный (диссипативный) газ, и совсем непонятную темную материю, и к тому же считать в трехмерном объеме и с хорошим пространственным разрешением.

Классической работой на эту тему мне представляется работа Фридли и Бенца (Friedli, Benz, 1993). Начальные условия их модели напоминают начальные условия модели Фенигера и Фридли (1991), только добавлен газ в количестве 10% от массы звезд. С газовыми облаками Фридли и Бенц обращаются почти как со звездами: и то, и другое в задаче N тел — «частицы» массой около миллиона солнечных масс. Только диссипативная природа газа запрещает ему находиться на орбитах с петлями и на взаимно пересекающихся орбитах: если в модели часть газа на такие орбиты выскакивает, его немедленно «тормозят», диагностируя возникновение ударной волны, где происходит диссипация, т. е. где газ теряет энергию. В модели считается, что выделенная в ударной волне энергия немедленно высвечивается, и таким образом газ искусственно поддерживается в изотермическом состоянии.

Совместное рассмотрение газа и звезд, диссипативной и бездиссипативной системы, имеет, однако, принципиальное значение. Газ и звезды взаимодействуют динамически, и это приводит к совершенно новым эффектам. Так, если в чисто звездной системе, у Фенигера и Фридли (1991), момент импульса мог перераспределяться между звездами посредством бара и спиральных рукавов, то в модели у Фридли и Бенца (1993) газ момент только теряет — он отдает его звездам в баре. Это приводит к тому, что газ эффективно стекает в центр галактики, в область радиусом ~ 1 кпк, полностью освобождая от себя область протяженного бара. Численный эксперимент показал, что за ~ 1 млрд лет в центре собирается $\sim 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ газа, а темп радиальной аккреции может достигать $100 M_{\odot}/\text{год}$; этого вполне достаточно, чтобы напитать активное ядро или мощную ядерную вспышку звездообразования.

Однако такая заметная концентрация массы в ядре может иметь катастрофические последствия для самого бара. Эту конкретную задачу — что будет со звездным баром, если в центре вдруг появится компактный массивный объект — аккуратно посчитали в трехмерном численном эксперименте Норман и др. (Norman et al, 1996). Оказалось, что как только центральная концентрация массы достигает 5% от полной массы диска, бар исчезает, рассасывается. Вместо него остается квазисфероидальное звездное образование, почти осесимметричное в проекции на плоскость диска и толстое по z -координате, т. е. балдж. Норман и др. (1996) нарисовали линии равной плотности при взгляде на диск галактики с ребра; изоденсы оказались вовсе не прямоугольными, как обычно бывает у баров с ребра, а почти эллипсоидальными, с небольшой дисковостью (избытком яркости) в направлении, перпендикулярном плоскости вращения. И вращается этот новорожденный балдж теперь не цилиндрически, как вращаются толстые бары, а с убыванием угловой скорости вращения вдоль высоты по z -координате. То есть по всем признакам эта новорожденная звездная структура — обычный балдж, правда, небольшой. Аналогичный расчет Хозуми и Хернквиста (2005) показал исчезновение бара за 4 млрд лет уже при массе черной дыры 0,5% от массы диска и вместо формирования балджа — «расплывание» диска по радиусу.

Во второй своей работе по самосогласованному трехмерному моделированию эволюции звездно-газового диска Фридли и Бенц

ввели в расчет процесс звездообразования (Friedli, Benz, 1995). Точной количественной теории звездообразования пока не существует, и даже на концептуальном уровне высказываются разные мнения, поэтому вторая модель Фридли и Бенца имеет гораздо больше свободных параметров, чем первая, и ее результаты следует рассматривать только как качественные. Но и на качественном уровне в ней много интересного.

Понятно, что если газ стекает в центр и там уплотняется, то в самых плотных местах как раз и должно вспыхнуть звездообразование. Расчеты показали, что в молодых барах, с возрастом меньше 0,5 млрд лет, области звездообразования концентрируются вдоль большой оси бара, и при этом темп звездообразования весьма умеренный. Но затем, когда динамические процессы разовьются и приведут к существенному радиальному перераспределению газа, куда более мощные вспышки звездообразования стартуют в ядре и в околоядерном кольце вблизи области внутреннего линдбладовского резонанса бара.

Молодые звезды, образовавшиеся из газа в центре галактики, имеют меньшую вертикальную дисперсию скоростей, чем старые звезды, и потому они особенно подвержены действию вертикальных неустойчивостей околобарных орбит. Именно молодые звезды выталкиваются из плоскости диска умирающим баром, именно из них образуется балдж. Итак, гипотеза формирования балджа в ходе вековой эволюции звездно-газового диска предсказывает, что звезды в балдже должны быть в среднем моложе, чем в прилегающих внутренних областях диска.

Рассмотренные выше работы продемонстрировали, что по крайней мере некоторые балджи могут образовываться в спиральных галактиках позже, чем диски, в процессе вековой эволюции неосесимметричных возмущений звездно-газового диска, т. е. баров. Сейчас доказано, что бары в галактиках могут быть транзитными структурами: они могут возникать и исчезать на временных масштабах немногих миллиардов лет. Причем они могут возникать как сами собой, если исходный диск «холоден» динамически и неустойчив к барообразующим возмущениям, так и под действием внешнего гравитационного воздействия, если рядом вдруг кто-то массивный пролетел. Как показал Ногучи (Noguchi, 1987), этот механизм очень эффективен даже в присутствии стабилизирующего сферического темного гало.

Относительно того, какой формы получается радиальный профиль светимости в балдже, образованном вековой эволюцией, пока существуют разногласия. То, что нарисовано в работе (Norman et al., 1996), больше напоминает де-вокулеровский балдж с прилегающим к нему фримановским диском II типа, т. е. экспоненциальным диском с центральной дырой. Однако Стефан Курто, наблюдатель и большой энтузиаст экспоненциальных балджей, утверждает, ссылаясь отчасти на приватные сообщения Фридли, что в ходе вековой эволюции формируются небольшие балджи с экспоненциальным профилем поверхностной плотности — совсем как те, что он в большом количестве обнаружил в своей выборке поздних спиральных Sc-галактик (Courteau et al. 1996).

3.4. Динамическая эволюция галактик под действием окружения

Внешние объекты всегда влияют на эволюцию галактик, причем это может быть как гравитационное влияние соседних галактик и темных гало, так и газодинамические эффекты, связанные с погруженностью галактик скоплений и групп в горячую межгалактическую среду. Специалисты-динамики в основном собрали список всех возможных механизмов инициированной извне динамической эволюции для сценариев происхождения линзовидных галактик из спиральных — хотя, как я описывала в предыдущей главе, на самом деле происхождение линзовидных галактик может не иметь никакого отношения к плотности окружения. Впрочем, действительно отмечается такой эффект, как обедненность *спиральных* галактик в скоплениях нейтральным водородом по сравнению с такими же спиральными галактиками поля.

Как же воздействуют именно на спиральные галактики, имеющие газ в диске, соседи и прочее окружение? Прежде всего — гравитационным притяжением и возмущением. Если мимо интересующей нас галактики недалеко и небыстро пролетает другая галактика, то на разные участки диска гравитация «пришельца» действует по-разному, вызывая его искривление. То есть возникает гравитационный прилив — как в земных океанах под действием Луны. Звездный диск — бесстолкновительная система, поэтому он просто слегка скособочивается, и в его центре развивается бар. А вот газовый диск — неперенный атрибут спиральной галактики — бу-

дучи столкновительной системой облаков, возмущается, турбулизуется и теряет момент импульса. Газ диска падает в центр галактики. Точно то же самое происходит, если галактика сама влетает в скопление — то есть в сверхгигантское темное гало скопления. Тут уже гравитационный прилив от гало скопления возмущает холодный диск вновь прибывшей спирали. Что касается газодинамики, то тут главный игрок — горячий газ скоплений. Как известно, по всему объему сверхмассивных темных гало, содержащих скопления галактик, распределен вириализованный газ с температурой десятки миллионов кельвинов, причем этого газа много, до 15% от массы скопления. (Заметим: суммарная масса звезд в галактиках скопления в несколько раз меньше!). Когда спиральная галактика влетает в скопление, она встречает динамическое лобовое давление (англ. *ram pressure*) этого газа. Если у спиральной галактики был свой собственный запас — внешний газовый резервуар — для подпитки звездообразования в диске, то он сдувается лобовым давлением немедленно, и у галактики наступает «голодание» (англ. *starvation*), ей нечем питать звездообразование в диске, а собственных запасов холодного газа в диске хватит максимум на $2 \div 3$ млрд лет звездообразования. Из-за эффекта *starvation* звездообразование в диске спиральной галактики в скоплении должно не спеша затухнуть.

Однако все произойдет гораздо быстрее, если галактика на хорошей скорости влетит в самый центр скопления, где плотность горячего газа особенно велика. Тогда лобового давления хватит на то, чтобы вымести плотный холодный газ из самого диска галактики. Такие спиральные галактики, со сметенным с периферии нейтральным водородом и даже с продолжающимся звездообразованием в этом выметенном из диска газе действительно наблюдаются в скоплении Virgo (пример — на рис. 3.4). Забавно, что выметается наружу газ именно с периферии диска. А газ во внутренней области диска? Да-да, он возмущается и падает в центр галактики. Характерные времена выметания газа лобовым давлением межгалактической среды вблизи центров скоплений — довольно короткие, порядка нескольких десятков миллионов лет. Но, кроме того, даже если галактика не летит быстро-быстро через горячий газ скопления, а просто пребывает посреди него, есть еще статическое давление горячей среды, обжимающее со всех сторон холодный газ диска и провоци-



Рис. 3.4. Под действием лобового давления набегающей горячей межгалактической среды в скоплении Virgo газовые диски его членов NGC 4402 и NGC 4522 надуваются, как паруса, и с них срываются «ошметки» областей звездообразования. Фото: NASA/ESA.

рующее сначала повышенный темп звездообразования, а потом и досрочное исчерпание газа в диске.

Интересно, что практически все механизмы прекращения звездообразования в дисках спиральных галактик, предложенные теоретиками, требуют достаточно богатого, плотного окружения. И еще интереснее, что почти все они, убирая газ из внешних частей дисков, провоцируют стекание большей его части из внутреннего диска

в центр галактик, где звездообразование должно как раз наоборот – усилиться за счет притока газа. То есть прекращение звездообразования в диске будет сопровождаться его вспышкой в балдже. Балджи дисковых галактик при всех такого рода событиях должны получать заметную добавку молодых звезд. Может быть, как раз события «омоложения» балджей и наблюдаются как эффект Батчера–Омлера на $z = 0,4$? Может быть, именно вспышки звездообразования в балджах и придают в массовом порядке голубой цвет дисковым галактикам, когда они собираются в большие скопления? И мы сейчас наблюдаем средний возраст звездного населения балджей линзовидных галактик групп и скоплений как раз около 6 млрд лет (Silchenko, 2006)...

Еще один механизм нагрева звездного диска и очищения его от газа мы не упомянули, а он, возможно, является ключевым: это малый мерджинг, поглощение спутников, которые падают на центральную дисковую галактику из-за динамического трения о темное гало в процессе своего орбитального движения. Падение спутника возмущает газ еще эффективнее, чем его пролет мимо галактики. И, кстати, малый мерджинг работает даже в самых разреженных окружениях, в совершенно изолированных на вид галактиках. Недавно мы рассмотрели на вращение газа в выборке изолированных S0-галактик и обнаружили, что в половине случаев он вращается навстречу звездам (Katkov et al., 2014)! То есть этот наблюдаемый сегодня газ – совсем не тот, из которого образовался звездный диск: это свежеприобретенный, аккрецированный извне газ, со своим собственным моментом вращения. И мы видим его в изолированных галактиках, без соседей и без горячей межгалактической среды вокруг!

В ранней спиральной галактике NGC 7217 – совершенно изолированной в данный момент – мы (Silchenko et al., 2011) обнаружили последствия двух событий поглощения богатых газом спутников за последние 5 млрд лет, потому что у галактики есть две подсистемы газа со взаимно перпендикулярной ориентацией углового момента. То есть мы из наблюдений убеждаемся, что слабые спутники, которые падают, есть у любой, самой изолированной на первый взгляд галактики, и они являются неиссякающим источником как внешнего газа, так и динамических возмущений в диске.





4

Спектрофотометрическая эволюция галактик

4.1. Метод эволюционного синтеза

Только в самых близких галактиках мы можем (при определенных усилиях) разглядеть и измерить отдельные звезды. При наблюдениях с земли отдельные звезды хорошо видны в Магеллановых Облаках и в Туманности Андромеды, а если подключить космический телескоп «Хаббл», то можно разрешить на звезды и галактики вне Местной группы, до расстояний $3 \div 5$ Мпк от нас.

Для подавляющего же большинства галактик доступны измерениям только интегральные характеристики – интегральный цвет или интегральная светимость всей галактики или какой-то части галактики. Интегральная светимость представляет собой сумму светимостей всех звезд, из которых состоит галактика или ее исследуемая часть. Поэтому, чтобы промоделировать интегральную светимость галактики, надо сложить светимости составляющих ее звезд. Можно сделать это «в лоб», смешав в определенных пропорциях звезды OB-, F-, G-, K- и M-спектральных классов, карликов и гигантов. Но в каких пропорциях? Это «модельеры» пытаются определить, сравнивая свой модельный результат с наблюдательными данными. В чистом виде такая обратная задача математически некорректна и не имеет единственного решения. Можно попытаться наложить на решение ряд априорных ограничений – например, что число звезд любого типа должно быть неотрицательно. Как показал опыт, это приводит к существенному усложнению задачи, но не снимает вырождения. Поэтому, после пары десятилетий борьбы, такой «лобовой» популяционный синтез уступил место более физическому *эволюционному синтезу звездных населений*.

Основная идея эволюционного синтеза состоит в том, что суммируются не светимости отдельных классов звезд, а светимости звезд различных масс и возрастов:

$$L_{\lambda, \text{gal}} = \iint_0^{T} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} L_{\lambda, *}(M, \tau) N_*(M, \tau) dM d\tau,$$

где $L_{\lambda, *}(M, \tau)$ – светимость на длине волны λ звезды массы M и возраста τ , а $N_*(M, \tau)$ – число звезд массы M и возраста τ в галактике. Верхний предел интегрирования по возрастам звезд – это, естественно, возраст галактики: тут мы считаем, что галактика образовалась тогда, когда в ней родились самые первые звезды. Это не вполне вписывается в иерархическую концепцию – там возраст галактики начинает отсчитываться с момента, когда она приобрела больше половины окончательного количества своих звезд, – но метод эволюционного синтеза был сформулирован гораздо раньше, чем возникла иерархическая концепция. Пределы интегрирования по массам звезд берутся обычно несколько произвольно – например, $M_{\min} = 0,1 M_{\odot}$, $M_{\max} = 60 \div 100 M_{\odot}$ – но, как показал опыт, на результаты моделирования они влияют слабо. Что касается светимости звезды массы M и возраста τ , то она рассчитывается из теории эволюции звезд, поэтому сам метод и называется «эволюционным синтезом».

Теория эволюции звезд обеспечивает расчет эволюционного пути (трека) звезды массы M на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (L_{bol} , T_{eff}), если задан начальный химический состав звезды (X, Y, Z), где X – относительное (по массе) содержание водорода, Y – содержание гелия и Z – суммарное содержание всех химических элементов тяжелее гелия, которые для краткости астрономы называют «металлами». Параметр Z , будучи самым маленьким из трех, тем не менее оказывает основное влияние на эволюцию звезды, так как контролирует прозрачность ее атмосферы. Солнечному химическому составу соответствует примерно $Z = 0,02$ (Pietrinferni et al., 2004).

Качественно ход эволюции светимости и температуры (цвета) звезд хорошо известен: 90% своей жизни, пока в ядре горит водород, звезда «сидит» на главной последовательности. Потом, когда накапливается гелиевое ядро и водород горит уже только вокруг него, в слоевом источнике, звезда довольно быстро поднимается вдоль ветви гигантов. На вершине ветви гигантов в момент загорания гелия в ядре («гелиевая вспышка») звезда сбрасывает верхние слои

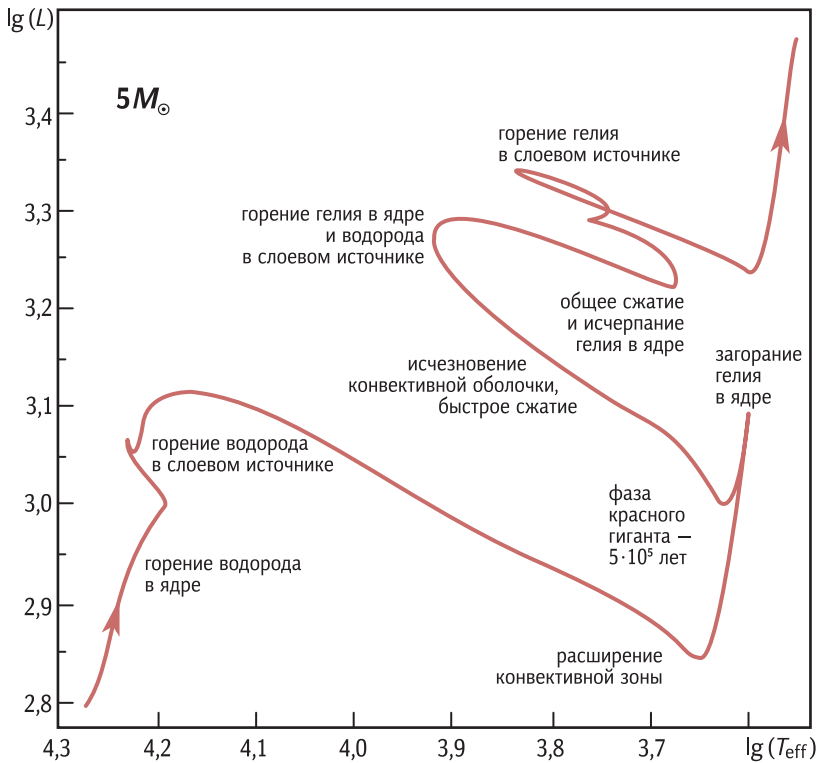


Рис. 4.1. Эволюционный трек для звезды средней массы ($5M_{\odot}$). Перемещения звезды на диаграмме «температура—светимость» вызваны изменением характера термоядерного горения в недрах — от центрального горения водорода на главной последовательности до слоевого горения водорода на ветви гигантов, а потом, после загорания гелия, — центральное горение гелия на горизонтальной ветви и слоевое горение гелия и водорода на асимптотической ветви гигантов.

своей атмосферы и скатывается на голубую (если звезда была очень маленькая и/или бедная металлами изначально) или на красную (если звезда помассивнее и пометалличнее) горизонтальную ветвь.

Дальнейшие стадии эволюции — асимптотическая ветвь гигантов (AGB), пост-асимптотическая и протопланетарная стадии — очень быстры и наступают по мере загорания и исчерпания все более тяжелых элементов в ядре звезды (см. главу 5 про химическую эволюцию). Конечный продукт эволюции звезды зависит от ее начальной массы. Звезда с начальной массой меньше $8M_{\odot}$ превращается по-

сле всех своих потерь в белый карлик с массой $0,6 \div 0,8 M_{\odot}$. Звезда с начальной массой больше $8 M_{\odot}$ превращается в нейтронную звезду с массой $1,4 M_{\odot}$. А самые массивные звезды, более $40 \div 60 M_{\odot}$, вполне возможно, в конце концов коллапсируют в черную дыру. Вклад тех или иных стадий эволюции звезд в интегральную болометрическую светимость звездной системы (галактики) определяется балансом между светимостью звезды на этой стадии и длительностью ее пребывания там. Переход от болометрической светимости звезд, которая берется из теоретических расчетов эволюционных треков, к наблюдаемой величине — монохроматической светимости, соответствующей конкретной длине волны в спектре или конкретному спектральному диапазону (фотометрической полосе), осуществляется с помощью T_{eff} и однозначно зависящих от нее болометрических поправок, позволяющих по светимости в какой-то фиксированной спектральной полосе вычислить полную болометрическую светимость. Начальная металличность звезд, определяющая систему теоретических эволюционных треков для некоторого дискретного набора начальных звездных масс, является одним из главных параметров модели эволюционного синтеза интегральной светимости галактики и, как правило, фиксируется.

Другие главные параметры модели «защиты» в нормирующем коэффициенте $N_*(M, \tau)$ — числе звезд массы M и возраста τ в галактике. Обычно при моделировании эти переменные разделяют: $N_*(M, \tau) \equiv \text{IMF}(M) \cdot \text{SFR}(T - \tau)$, где IMF (Initial Mass Function) — начальная функция масс звезд, или распределение звезд по массам в каждом вновь рождающемся поколении, и SFR(t) (Star Formation Rate) — глобальная история темпов звездообразования в галактике. Такое разделение переменных предполагает, что IMF не эволюционирует со временем: это упрощающее предположение. Что касается наших эмпирических представлений об IMF, то у них счастливая судьба: они практически не менялись последние 60 лет. Эдвин Солпитер (Salpeter, 1955) измерил IMF по относительно небольшой выборке звезд в окрестностях Солнца в интервале масс $1 \div 10 M_{\odot}$; у него получился степенной закон $dN_*/dM \propto M^{-2,35}$. Как ни пытались с тех пор на больших выборках и более рафинированными методами уточнить этот результат, он устоял практически в исходном виде. Похоже, закон Солпитера имеет в основе какую-то фундаментальную физику звездообразования. Довольно часто используются также при моде-

лировании начальная функция масс звезд из работ Миллера и Скало (1979), Крупа (2001), Шабриер (2003), которые положе, чем солпировская, на очень маленьких массах звезд. Однако надо признать, что конечный продукт эволюционного синтеза в оптическом диапазоне спектра практически не меняется, берете ли вы чисто солпировскую IMF или ее модификацию из более поздних работ. В самом общем случае при эволюционном синтезе используют $IMF \propto M^{-\alpha}$, где α – параметр модели.

Что касается глобальной истории темпов звездообразования, $SFR(t)$, то исторически сложилось так, что ее параметризуют экспонентой: $SFR \propto \exp(-t/\tau)$, где τ – характерное время трансформации газа в звезды (параметр модели). Почему именно экспонентой? В самой простой модели, если система замкнутая, газ протогалактики постепенно исчерпывается, переходя в звезды, и из физического здравого смысла следует, что интенсивность звездообразования в галактике должна монотонно убывать со временем, раз газа становится все меньше.

Также более 50 лет назад, исследуя звездообразование в окрестностях Солнца и сопоставляя его интенсивность с наличием в данном месте нейтрального водорода, Шмидт (Schmidt, 1959) вывел эмпирическую зависимость: $SFR \propto \rho_{\text{газа}}^2$. Этому закону повезло лишь немногим меньше, чем закону Солпитера: по уточненным оценкам (Kennicutt, 1998), $SFR \propto \Sigma_{\text{газа}}^{1.44}$, где Σ – уже поверхностная, а не объемная плотность газа, то есть та, которая непосредственно наблюдается в других галактиках. Если упростить эту степенную зависимость до линейной и вместо плотности газа подставить его полную массу, что правомерно в замкнутой системе, то получим:

$$-dM_{\text{газа}}/dt = SFR = M_{\text{газа}}/\tau;$$

а это уравнение интегрируется аналитически:

$$M_{\text{газа}} = M_{\text{tot}} \exp(-t/\tau),$$

и, соответственно,

$$SFR = M_{\text{tot}} \exp(-t/\tau).$$

Отсюда и произошел экспоненциальный закон убывания глобальной интенсивности звездообразования в моделях галактик. На самом деле, как показала практика моделирования, точный функциональный вид $SFR(t)$ не важен – важно отношение современных

темпов звездообразования в галактике к средним за время ее жизни и характерное время образования полного звездного населения галактики τ . Существуют такие галактики, в которых современные темпы звездообразования превышают среднее за все время жизни; такие галактики называются галактиками со вспышкой звездообразования, или по-английски «starbursts». Этот термин вовсе не намекает на взрывы звезд, а говорит просто о «взрывном характере» звездообразования. Вспышки звездообразования по необходимости короткий феномен, и поэтому в интегральных цветах и спектрах галактик отражаются только современные или совсем недавние вспышки, а более старые теряются в общем звездном населении галактик.

4.2. Развитие метода эволюционного синтеза

Метод эволюционного синтеза интегральных светимостей и цветов (спектров) галактик придумала Беатрис Тинсли в конце 1960-х годов; это была тема ее аспирантуры. Как довольно часто случается, эпохальное изобретение было сделано в процессе решения совсем другой проблемы: шеф поставил перед Тинсли задачу уточнить космологические параметры, в частности параметр замедления расширения Вселенной, промоделировав диаграмму Хаббла $m(z)$ для слабых далеких галактик. Когда метод был разработан и опробован, оказалось, что задача, поставленная шефом, нерешабельна: результаты моделирования оказались куда более чувствительны к деталям эволюции галактик, тогда неизвестным, чем к геометрии Вселенной. И Тинсли занялась эволюцией галактик. Ее первые модели были еще крайне несовершенны: эволюционные треки звезд были тогда просчитаны только до основания ветви гигантов, поэтому в своей первой работе (Tinsley, 1968) к теоретическим изохронам возраста 12 млрд лет Тинсли вынуждена была пристраивать наблюдаемую ветвь гигантов из старых рассеянных скоплений диска нашей Галактики — NGC 188, M67 и др. Теперь-то мы знаем, что эти старые рассеянные скопления намного моложе 12 млрд лет, в частности, NGC 188 и M67 имеют возраст около 5 млрд лет, но у Тинсли не было другого выхода: в ее моделях был зафиксирован солнечный химический состав, и ветви гигантов, например из шаровых скоплений, ей негодились.

Тем не менее, несмотря на примитивность этих первых моделей, Тинсли, используя их результаты, сразу же сделала несколько эпохальных открытий. Так, на двухцветной диаграмме ($U-B$,

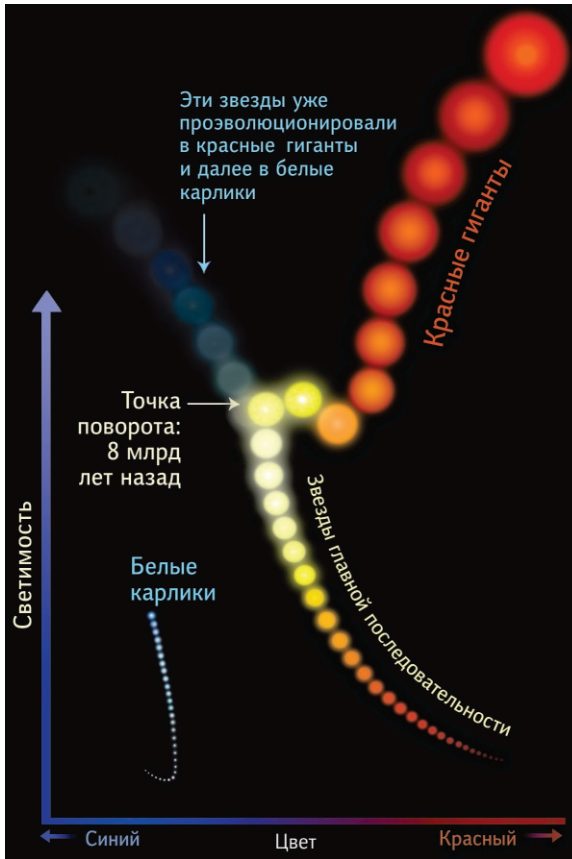


Рис. 4.2. Пример изохроны, т. е. суммарного расположения на диаграмме «цвет—светимость» звезд одного возраста, но разных начальных масс. Рассеянное скопление NGC 6791.

$B-V$) распределение цветов близких галактик самых разных морфологических типов, представляющее собой довольно узкую ленту, совпало с модельной последовательностью, полученной при фиксации всех модельных параметров (включая возраст галактик 12 млрд лет), кроме характерного времени спада темпов звездообразования τ . Тинсли немедленно сделала вывод, что все галактики вокруг нас имеют примерно одинаковый, старый возраст и различаются лишь современными темпами звездообразования: красный цвет эллиптических и линзовидных галактик получается при практическом отсутствии звездообразования в настоящую эпоху ($\tau = 1$ млрд лет), а голубой цвет галактик самых поздних морфологических типов, Sd–Sm и Irr, — если звездообразование шло с примерно постоян-

ной интенсивностью все время жизни галактики ($\tau \rightarrow \infty$). Цвета спиральных галактик более ранних типов получаются при промежуточных значениях τ : для Sa берут $\tau \approx 3$ млрд лет, для Sb — $\tau \approx 5$ млрд лет, а для Sc — $\tau \approx 10$ млрд лет. Другая эпохальная идея, активно эксплуатируемая до сих пор, высказана в статье Ларсона и Тинсли (Larson, Tinsley, 1978): они обратили внимание на то, что галактики с пекулярной морфологией из атласа Арпа, в большинстве своем взаимодействующие, на двухцветной диаграмме сдвинуты (рассеяны) по цвету ($U-B$) в голубую сторону относительно последовательности цветов нормальных галактик. В эту область двухцветной диаграммы модель может попасть, только если галактика испытывает текущую вспышку звездообразования — кратковременное усиление темпов звездообразования до уровня выше среднего за все время жизни галактики. Значит, взаимодействие галактик стимулирует именно вспышки звездообразования.

Со времен Тинсли метод эволюционного синтеза был значительно усовершенствован и детализирован — благодаря как развитию теории звездной эволюции и продлению эволюционных треков звезд до самых поздних стадий, так и расширению вычислительных возможностей современных компьютеров. Среди современных модельеров принято использовать два типа подходов к эволюционному моделированию интегрального излучения галактик: «привычный» (англ. *conventional*) и основанный на Теореме о сжигании топлива. Эти подходы различаются методами построения теоретических изохрон звездных населений на диаграмме «цвет—светимость».

«Привычный» подход предполагает такой переход от эволюционных треков звезд различных масс к изохронам, т. е. положениям на диаграмме «цвет—светимость» звезд всех масс, составляющих звездную систему фиксированного возраста: на каждом эволюционном треке для звезды массы m_i отмечается точка, соответствующая заданному возрасту t , и далее все эти точки, для всех m_i , соединяются на диаграмме «цвет—светимость» плавной кривой. Иными словами, производится интерполяция по массам звезд и таким образом получается изохрона для звездной системы возраста t . Трудность здесь состоит в том, что наборы масс звезд m_i , для которых имеются эволюционные треки, сильно дискретны: как правило, есть треки для 8–10 значений массы звезды, в то время как в реальности распределение звезд по массам, конечно, непрерывно. Дискретность набора

масс приводит к тому, что при интерполяции по массам могут выпадать эволюционные стадии из числа быстропроходимых.

Вот характерный пример. Звезда массы $1 M_{\odot}$ достигает вершины ветви гигантов в возрасте 9 млрд лет, а звезда массы $0,8 M_{\odot}$ — в возрасте 17 млрд лет. Если у вас нет эволюционных треков промежуточных между $1 M_{\odot}$ и $0,8 M_{\odot}$ масс и если вы взяли бы рассчитать изохрону возраста 13 млрд лет, когда звезды массой $1 M_{\odot}$ уже вымерли, а звезды массой $0,8 M_{\odot}$ еще «сидят» на главной последовательности, то при интерполяции по массам с верхним пределом интерполяции $0,8 M_{\odot}$ у вас получится изохрона вообще без ветви гигантов, что, конечно, неправильно и чего не бывает в природе: у звездной системы возраста 13 млрд лет должна быть ветвь гигантов, населенная звездами массой примерно $0,9 M_{\odot}$. Из-за непонимания этой тонкости многие западные модели, опубликованные до 1990 г. (см., например, Guiderdoni, Rocca-Volmerange, 1987 и 1988), страдают искусственной немонотонностью эволюции цвета на больших возрастах: в синтезированных звездных населенных близких старых возрастов то присутствуют красные гиганты, то они упущены, а когда они упущены, модель голубее, чем должна быть на самом деле. Шарло и Бружуаль (Charlot, Bruzual, 1991) решают эту проблему, вводя еще один промежуточный этап расчета между эволюционными треками и изохронами: они разделяют каждый эволюционный трек на 155 (!) эволюционных стадий и предварительно интерполируют по массам внутри каждой эволюционной стадии, «размножая» таким образом многократно количество эволюционных треков звезд промежуточных масс. Тогда изохроны получаются гладкими и полными.

Вдоль каждой изохроны возраста t в области главной последовательности меняется масса населяющих ее звезд: чем меньше светимость, тем меньше масса звезд-карликов, а поскольку каждой точке на главной последовательности соответствует одна определенная масса звезд, то этой точке изохроны приписывается «населенность» (вес, с которым в интеграл войдут эти звезды), пропорциональная начальной функции масс звезд (IMF). А вот яркие части изохроны, начиная с точки поворота главной последовательности, населяют звезды примерно одной начальной массы, поэтому их общее количество, определяемое IMF, распределяется вдоль ветви гигантов, горизонтальной ветви, асимптотической ветви гигантов и т. д. пропорционально времени, проводимому звездой этой массы на каждой эво-

люционной стадии. После получения теоретических изохрон разных возрастов на диаграмме «цвет—светимость» и приписывания населенностей каждой точке изохроны эволюционный синтез осуществляется согласно основному интегралу: интегрирование взвешенных светимостей звезд вдоль каждой изохроны есть интегрирование по массам звезд, оно дает светимости звездных поколений разных возрастов (их еще называют «простые звездные населения», *simple stellar populations*, или SSP). Далее светимости поколений звезд можно складывать с весами, пропорциональными SFR(t), и это будет интегрирование по возрастам звезд.

Теорема о сжигании топлива, сформулированная Альвियो Рензини (Alvio Renzini) и усовершенствованная Алессандро Бузони (A. Buzzoni), более упрощенно трактует яркие части изохрон. Она гласит: «Вклад звезд в каждой эволюционной стадии после главной последовательности в интегральную болометрическую светимость поколения звезд пропорционален количеству ядерного топлива, сжигаемого звездами в течение этой стадии» (Renzini, Buzzoni 1986). При этом изохрона на диаграмме «цвет—светимость» выше точки поворота «дорисовывается» эволюционным треком звезды, находящейся в этот момент в точке поворота, — это упрощение работает, поскольку начальные массы звезд вдоль ветви гигантов и тем более вдоль горизонтальной ветви и асимптотической ветви меняются слабо. Населенности вдоль этой дорисованной верхушки изохроны распределяются пропорционально той части общей массы звезды в продвинутых стадиях эволюции, которая сжигается в центральном ядерном реакторе звезды на каждой стадии эволюции. Такой подход не требует детальных интерполяций, перегружающих расчет «привычным» методом. Однако очевидно, что он все-таки является сильно упрощенным, и до сих пор возможные ошибки, связанные с этой упрощенностью, детально не проанализированы.

4.3. Общие представления об эволюции цвета эллиптических галактик

Для галактик с относительно короткой эпохой формирования основного звездного населения, $\tau \leq 1$ млрд лет, эволюцию цвета и светимости можно качественно описать и без детальных расчетов. Если в галактике одновременно родились звезды во всем диапазоне допустимых звездных масс, то сначала львиную долю интегрально-

го излучения будут давать массивные звезды, как самые яркие, и, соответственно, галактика будет выглядеть такой же голубой, как OB-звезды. Но массивные звезды эволюционируют значительно быстрее, чем маломассивные: уже через 10^7 лет в звездной системе вымрут все звезды массивнее $10 M_{\odot}$, а через 10^8 лет — все звезды массивнее $3 M_{\odot}$. Через 10 млрд лет в этом поколении останутся только звезды с массой меньше $1 M_{\odot}$. Естественно, галактика как сумма всех еще не умерших звезд будет при этом слабеть и краснеть. А вот что стало совершенно очевидно после детальных расчетов в рамках эволюционного синтеза, так это то, что темпы эволюции цвета с возрастом сильно замедляются: между $T=2$ и $T=5$ млрд лет галактика краснеет ровно настолько же, насколько и между $T=7$ и $T=15$ млрд лет.

Этот факт позволил объяснить один наблюдательный парадокс, живо обсуждавшийся в 1970-х годах. В ходе глубоких обзоров тогда были измерены цвета эллиптических галактик в скоплениях вплоть до $z=0,4$; они оказались в среднем в пределах ошибок такими же, как и у эллиптических галактик рядом с нами. Между тем на $z=0,4$ мы должны видеть галактики на $3 \div 5$ млрд лет моложе, чем рядом с нами. Почему же не видно эволюции цвета? Потому что если рядом с нами все эллиптические галактики — старые, то между возрастными $T=10$ млрд лет (на $z=0,5$) и $T=15$ млрд лет (на $z=0$) цвет ($B-V$) у пассивно эволюционирующей звездной системы, согласно моделям эволюционного синтеза, краснеет всего на $\Delta(B-V)=0,05$, а при тогдашней фотографической точности измерений столь малое изменение цвета надежно зафиксировать не удавалось. То, что эллиптические галактики на $z=0,4$ примерно такие же красные, как и на $z=0$, является еще одним надежным свидетельством большого возраста их звездного населения, $T > 12$ млрд лет на $z=0$. Если бы они были моложе, их цвет эволюционировал бы гораздо быстрее. Фотометрическую эволюцию звездных систем, сформировавшихся когда-то за короткий промежуток времени и с тех пор не добавлявших себе молодых звезд, называют *пассивной* эволюцией; этот термин часто применяют к эллиптическим галактикам на разных z .

4.4. Подсчеты галактик

Одним из самых древних и самых простых по техническому исполнению методов исследования эволюции галактик на ненулевых красных смещениях является метод дифференциального (или ку-

мулятивного) подсчета галактик — сколько галактик той или иной звездной величины или до той или иной звездной величины мы видим на исследуемой площадке неба. Это чисто фотометрическая задача — снял фотопластинку или получил цифровое изображение участка неба, измерил звездные величины всех объектов на изображении, и можно строить распределение — дифференциальное или кумулятивное; дополнительных спектральных наблюдений для определения красных смещений не требуется. А вот интерпретация этих результатов уже требует некоторых методических усилий, и в частности применения метода эволюционного синтеза. Продемонстрируем это на примере весьма основательной работы Поцетти и др. (Pozzetti et al., 1996), в которой результаты подсчетов галактик по данным десятка независимых обзоров неба сведены воедино и подробно проанализированы.

В однородной и изотропной Вселенной число галактик ярче заданной видимой звездной величины m может быть рассчитано интегрированием по светимостям и по красным смещениям:

$$N_i(< m_\lambda) = \int_0^{z_{\max}(L_{\max}(m_\lambda, z))} \int_{L_{\min}} \phi_i(L_\lambda, z) \frac{dV(z, \Omega)}{dz} dL_\lambda dz,$$

где $\phi_i(L_{\lambda, z})$ — функция светимости (распределение по светимостям) галактик, изменяющаяся с красным смещением за счет двух эффектов — доплеровского сдвига шкалы длин волн (K -поправка) и фотометрической эволюции галактик (E -поправка). А $dV(z, \Omega)$ — сопутствующий элемент объема, зависящий от геометрии Вселенной; чтобы подчеркнуть его зависимость от космологической модели, в число переменных в скобках внесен космологический параметр плотности как представитель всех других космологических параметров.

Поцетти и др. рассматривают два варианта Вселенной — открытую, $\Omega \approx 0$, и плоскую, $\Omega = 1$. Обратим также внимание на индекс i у функций светимости и у числа подсчитанных галактик: этот индекс относится к различным морфологическим типам галактик. Известно, что вокруг нас, на $z \approx 0$, функции светимости галактик различных морфологических типов разные. И зависимость $\phi(z)$ у галактик разных морфологических типов тоже разная, поскольку у них разная эволюция светимости: как мы уже говорили, для эллиптических и линзовидных галактик подходит модель эволюционного синтеза с $\tau = 1$ млрд лет, а для Scd—Sm галактик — с $\tau \gg 10$ млрд лет (для Sab—Sbc берутся промежуточные значения τ).

Если в наблюдениях у вас — как у Поцетти и др. — были подсчитаны все галактики без разбору, без учета их морфологических типов, естественно, для того чтобы интерпретировать такие подсчеты, надо сложить все N_i с весами, соответствующими пропорциональному представительству галактик различных морфологических типов. У Поцетти и др. выделены четыре группы типов галактик: E/S0, Sab/Sbc, Scd/Sdm и некий экзотический тип, бедно представленный на $z=0$, но предположительно имеющий отношение к «слабым голубым галактикам» на $z>0,5$, — vB («very blue»), соответствующий галактикам со вспышками звездообразования. Принимая для локальной Вселенной соотношение числа галактик этих типов 28:47:22:3%, Поцетти и др. фиксируют это соотношение типов галактик для всех красных смещений, что несомненно является крайне упрощенным представлением.

Ключевым моментом моделирования результатов подсчетов галактик является расчет эволюции функции светимости. Если представить функцию светимости в осях «светимость — число галактик», то при расчете ее эволюции придется деформировать ось абсцисс. Как уже упоминалось, эта деформация — растяжение или сжатие — меняется от красного смещения под влиянием двух эффектов: смены фотометрической полосы пропускания в системе длин волн самой галактики из-за доплеровского сдвига, т. е. собственно красного смещения (поправка к звездной величине за счет этого эффекта называется K-поправкой), и фотометрической эволюции «назад» — ведь на заметном z мы видим галактику более молодой, чем рядом с нами; этот тип поправок к звездной величине называется E-поправкой.

Сама процедура производится так: для конкретного z рассчитывается «время назад» t_z , берется модельный спектр современной галактики с $\tau = 1$ млрд лет (4 млрд лет, 10 млрд лет — в зависимости от рассматриваемого в данный момент морфологического типа), с помощью эволюционного синтеза рассчитывается его форма в возрасте $T - t_z$, далее эта форма сдвигается в красную сторону в соответствии с z , и то, что получилось, сворачивается с кривой пропускания фильтра, с которым производились наблюдения. Вот вам и $L_i(z)$; ее сравнивают с $L_i(0)$ и деформируют соответствующим образом ось абсцисс функции светимости. Когда рассчитана зависимость $\varphi_i(L, z)$, далее на каждом z ее интегрируют по светимостям, умножают результат на элемент объема и интегрируют по z . Так как верхний пре-

дел интегрирования по светимостям положен зависящим от заданной видимой звездной величины m следующим образом:

$$-2,5 \lg L_{\max}(m, z) \propto M_{\max} \equiv m - 5 \lg \frac{d_L(z; H_0, \Omega)}{10} - (E + K),$$

где d_L — «фотометрическое» расстояние, измеренное в парсеках, то в результате этих сложений получим наблюдаемое число галактик ярче звездной величины m . Сопоставляя расчетные значения с наблюдаемыми, можно сделать выводы как о применимости используемых моделей, так и о космологических параметрах.

С конца 1970-х годов известна проблема избытка слабых голубых галактик. Правда, этот избыток был изначально замечен при сравнении с ожиданиями, не учитывавшими эволюцию галактик: все те галактики, что рядом с нами, были отнесены на разные z с применением только чистой K -поправки, и оказалось, что галактик с $B \geq 22^m$ на небе в несколько раз больше, чем предсказывали модельные расчеты. Интересно, что подсчеты в ближнем инфракрасном диапазоне, в фильтре K , такого избытка не показывают и отлично согласуются с модельными ожиданиями в отсутствие эволюции во всем диапазоне звездных величин вплоть до $K = 24^m$. Так родилась гипотеза, что на $z = 0,8 \div 1$ среди населения галактик доминировали некие загадочные голубые объекты, которые потом, к $z = 0$, бесследно исчезли.

Однако когда Поцетти и др. промоделировали подсчеты галактик в фильтрах U, B, V, r, I и K с учетом эволюции, заложив в модель всего 3% галактик со вспышками звездообразования, то в рамках открытой Вселенной с $\Omega \approx 0$ они получили полное согласие с наблюдениями одновременно результатов подсчетов и в B , и в K : избыток слабых голубых галактик исчез. Правда, более популярная в 1996 году космологическая модель с $\Omega = 1$ требовала введения активного слияния слабых галактик на больших z , так называемой «эволюции числа», чтобы тоже удовлетворить наблюдательным данным. По своим предсказаниям относительно подсчетов галактик модель с $\Omega = 1$ и эволюцией числа совершенно не отличалась от модели с $\Omega = 0$ и чистой эволюцией светимости («pure-luminosity evolution»). То есть чтобы сделать значимые выводы относительно характера эволюции галактик, надо было дождаться независимого уточнения космологической модели.

4.5. Некоторые не вполне решенные проблемы эволюционного синтеза

4.5.1. Поздние стадии эволюции звезд

Когда космический телескоп IUE измерил первые ультрафиолетовые ($\lambda < 2000 \text{ \AA}$) спектры эллиптических галактик, у специалистов по эволюционному синтезу наступил шок: распределение энергии в спектре, монотонно убывавшее с уменьшением длины волны в голубом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне, на $\lambda < 1500 \text{ \AA}$ вдруг начало бодро расти в коротковолновую сторону. Откуда этот ультрафиолетовый избыток, этот «*upturn*», как говорят наши западные коллеги? Ведь предполагалось, что эллиптические галактики состоят из оранжево-красных карликов и красных гигантов, которые в далеком ультрафиолете практически не излучают.

Сначала решили, что это остаточное звездообразование – маленькое количество молодых массивных OB-звезд. Но затем обнаружился ряд странных корреляций: например, ультрафиолетовый избыток в спектрах эллиптических галактик коррелировал с индексом магния, т. е. с металличностью! В результате мнение специалистов склонилось к тому, что в виде ультрафиолетового избытка проявляются неучтенные в эволюционном синтезе самые поздние стадии эволюции маломассивных звезд. Как раз примерно в это время в старых шаровых скоплениях были обнаружены немногочисленные звезды голубого продолжения горизонтальной ветви (BHB, blue horizontal branch). Насчет эволюционного статуса этих звезд вроде бы все согласились, что это звезды после гелиевой вспышки (после вершины ветви гигантов), потерявшие особенно много массы – практически все свои верхние водородные слои. Такие звезды, по расчетам, уже не могут увеличить свою светимость и на диаграмме Герцшпрунга–Рассела попасть на асимптотическую ветвь гигантов, поэтому они тихо сворачивают «налево», в область ядер планетарных туманностей и белых карликов. Их называли «AGB-*manqué*», т. е. пренебреженные или лишившиеся (стадии) асимптотической ветви гигантов.

Если в старое, богатое металлами звездное население эллиптических галактик подмешать 5% звезд голубого продолжения горизонтальной ветви и «AGB-*manqué*», получится как раз наблюдаемое распределение энергии в спектре. Проблема только в том, что теория этих поздних стадий эволюции звезд разработана пока недостаточно, и длительность этих стадий известна весьма приблизительно,

так что 5% — это чисто подгоночная, потолочная, физически не обоснованная цифра. Не очень ясно вообще, как на эти стадии попадают звезды, почему одни звезды теряют на ветви гигантов меньше массы, а другие больше. Чтобы объяснить явление голубого продолжения горизонтальной ветви в шаровых скоплениях, сейчас стали привлекать идею внутреннего различия химического состава звезд скопления: если обилие гелия будет составлять не общепринятые 25% по массе, а 40%, то звезда в гелиевой вспышке сбросит внешних слоев столько, сколько надо, и попадет на голубое продолжение горизонтальной ветви. Но откуда в звездах одного скопления такое чудовищное различие в содержании гелия? На этот вопрос пока нет ответа.

Ну, а маятник интерпретации ультрафиолетового избытка в спектрах галактик ранних типов сейчас качнулся в противоположную сторону. После того как маленький, но необыкновенно эффективный ультрафиолетовый космический телескоп GALEX сделал полный обзор близких галактик в двух широких ультрафиолетовых фотометрических полосах (FUV = Far-UltraViolet с центральной $\lambda \approx 1500 \text{ \AA}$ и NUV = Near-UltraViolet с центральной $\lambda \approx 2300 \text{ \AA}$), была проверена корреляция светимости галактики с цветом (NUV – r), где r — поток в красном фильтре на $\lambda \approx 6000 \text{ \AA}$. Оказалось, что эта корреляция ультрафиолетового цвета показывает куда больший разброс, чем корреляция со светимостью любого оптического цвета. Но тесная корреляция цвета ($B-V$) или ($V-R$) со светимостью в оптическом диапазоне спектра для галактик ранних типов всегда интерпретировалась как эффект металличности при одном и том же возрасте у всех галактик. Значит, выявившийся разброс зависимости цвета (NUV – r) от светимости должен порождаться каким-то «вторым параметром», не металличностью. А самым естественным претендентом на должность этого второго параметра является, конечно, возраст звездного населения. И команда GALEX немедленно сделала вывод: у 30% внешне пассивных близких галактик ранних типов было звездообразование *в последний миллиард лет!* Небольшое, но было. Скорее всего, в центральной области. Отсюда и ультрафиолетовый избыток.

4.5.2. Вырождение эффектов возраста и металличности

Еще в серии статей 1980-х — начала 1990-х (Засов и Сильченко, 1983; Сильченко, 1984; Сильченко, 1993) мы отмечали, и пытались обратить внимание всех заинтересованных исследователей, что ка-

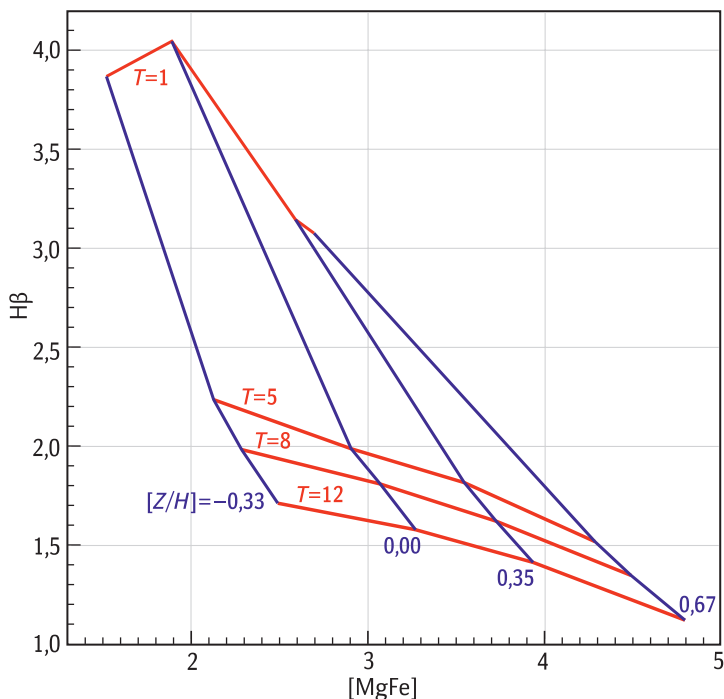


Рис. 4.3. Как разделить эффекты возраста и металличности в интегральном спектре звездного населения? Надо сопоставить глубину чувствительной к возрасту линии водорода $H\beta$ глубине линий металлов — магния и/или железа. Возраст на рисунке указан в миллиардах лет, а металличность — в логарифмах относительно солнечной. По оси абсцисс — комбинированный индекс металлов, составленный из эквивалентных ширин линий магния и железа: $[MgFe] = \sqrt{Mgb \cdot (Fe5270 + Fe5335)/2}$.

чеством и возраст, и металличность звездного населения галактики одинаково влияют на интегральный цвет и спектр в оптической области: и при уменьшении среднего возраста звездного населения, и при уменьшении металличности цвет голубеет, линии металлов в спектре ослабевают, а линии водорода усиливаются. Если вы имеете на руках только одну характеристику, вам никогда не разделить эффекты возраста и металличности: галактика может быть голубой при солнечном химическом составе, если в ней много молодых звезд, но точно такой же голубой цвет можно получить для старого, обедненного металлами звездного населения. И даже если вы измерили

две фотометрические характеристики, скажем, два цвета, то это не всегда вам поможет.

Известно, например, что на двухцветной диаграмме ($U-B$, $B-V$) галактики типа Sc, с их солнечным химическим составом и бурным звездообразованием, занимают ту же область, что и самые бедные металлами, в сто раз беднее Солнца, шаровые скопления нашей Галактики — очень старые, пассивно эволюционирующие звездные системы: и те, и другие имеют $(B-V) \approx 0,6$ и $(U-B) \approx 0,0$. Чтобы разделить эффекты возраста и металличности, надо подобрать две спектрально-фотометрические характеристики так, чтобы их чувствительность к эффектам возраста и металличности была различной. В свое время я предлагала (Сильченко, 1984) сопоставлять индекс (эквивалентную ширину) линии магния $MgIb \lambda 5175$ и цвет $(B-V)$. Позже, в середине 1990-х, во многом благодаря усилиям Гая Уорси (Guy Worthey), особую популярность приобрели диаграммы, по одной оси которых откладываются индексы (эквивалентные ширины) линий металлов, например Mgb или $Fe5270$, а по другой — индексы (эквивалентные ширины) линий водорода $H\beta$, $H\gamma$ или $H\delta$; естественно, водородных линий поглощения, которые относятся к звездам, а не эмиссионных линий, которые относятся к газу. На таких диаграммах последовательности равного возраста и последовательности равной металличности звездного населения, рассчитанные с помощью эволюционного синтеза, имеют существенно разный наклон. Пересекаясь, эти два семейства линий образуют своеобразную координатную сетку (рис. 4.3). Поместив внутри этой сетки свои измерения индексов металлов и водорода для какой-то конкретной галактики, вы сможете одновременно оценить и средний возраст, и среднюю металличность звездного населения этой галактики или отдельной области этой галактики. Так можно снять вырождение эффектов возраста и металличности.

4.6. Что удалось узнать про эволюцию галактик на $z \leq 1$ с помощью эволюционного синтеза

Еще в 1970-е годы было установлено, что цвет эллиптических галактик на $z = 0,3 = 0,5$ мало отличается от цвета эллиптических галактик рядом с нами; лучше всего эта особенность объясняется, если интерпретировать эти системы как пассивно эволюционирующие и сформировавшие все свое звездное население на $z \geq 3$. Однако иерар-

хическая концепция упорно требует заметного звездообразования именно в эллиптических галактиках и именно на $z < 1$. Как можно согласовать эти два противоречивых требования?

Густаво Бружуал (Bruzual, 1996) предположил, что слабая наблюдаемая эволюция цвета эллиптических галактик может быть эффектом селекции – чем дальше по z , тем дальше от нас, и галактики со в среднем все более высокой светимостью выбираются для наблюдений, а у них, как известно, в среднем выше металличность за счет корреляции «светимость–металличность». Покраснение за счет увеличения средней металличности может частично компенсировать поглубление за счет уменьшения среднего возраста звездного населения, и тогда мы будем занижать, основываясь на наблюдениях, темп современной эволюции цвета эллиптических галактик и, соответственно, завышать их возраст. Чтобы уйти от эффектов селекции по светимости (массе), надо не просто измерять средний цвет галактик на каком-то z , а надо строить для этого z зависимость цвета или другой спектрофотометрической характеристики от абсолютной звездной величины галактики или от дисперсии внутренних скоростей звезд, прямо связанной с массой галактики, и смотреть сдвиг нуля-пункта этой зависимости относительно аналогичной зависимости на $z=0$. Собственно, речь идет об исследовании поведения фундаментальной плоскости на больших z . Само существование фундаментальной плоскости вроде бы не помогает выбрать между сценарием монолитного коллапса на $z > 3$ и иерархической концепцией, потому что моделирование слияния двух галактик, принадлежащих фундаментальной плоскости, показывает, что продукт слияния тоже будет принадлежать фундаментальной плоскости. Однако заметное звездообразование, которое должно следовать за слиянием двух спиральных (богатых газом) галактик, понизит средний возраст звездного населения, что приведет к внеплановому поярчанию галактики и сдвинет нуль-пункт фундаментальной плоскости.

Позднее в ходе специальных обзоров (см., например, ESO Distant Cluster Survey – White et al., 2005, Milvang-Jensen et al., 2008, Saglia et al., 2010) были обнаружены и профотометрированы скопления галактик вплоть до $z \approx 1$. Для солидных выборок эллиптических галактик внутри скоплений были также получены и спектры, проанализированы многочисленные зависимости цветов и эквивалентных ширин линий поглощения от звездной величины и внутренней диспер-

сии скоростей звезд для этих выборок. Результаты получились примерно одинаковые у всех. Например, были построены зависимости индекса магния (который точно так же должен уменьшаться с возрастом, как и цвет, но, в отличие от широкополосных цветов, не подвержен влиянию пыли) от абсолютной звездной величины галактики и от дисперсии внутренних скоростей звезд. Корреляции для далеких скоплений получились почти такие же хорошие, как и для близкого скопления Coma, однако нуль-пункты зависимостей действительно сдвинуты, но значительно меньше, чем требует иерархическая концепция! Эволюционный синтез показал, что этому сдвигу нуль-пункта соответствует пассивная эволюция звездного населения начиная с эпохи основного звездообразования в галактиках на $z_f \geq 2$, причем у самых ярких галактик она дальше от нас, $z_f \approx 4,5$.

Таким образом, исследования фундаментальной плоскости эллиптических галактик скоплений на $z \leq 1$ продолжают свидетельствовать в пользу сценария моноконтинентного коллапса протогалактического облака, или по крайней мере требуют отнести все звездообразование в эллиптических галактиках на большие красные смещения, с последующей пассивной фотометрической эволюцией образовавшейся за короткий промежуток времени на $z_f \geq 2$ звездной системы.

На Канадо-франко-гавайском 3,6-метровом телескопе (CFHT) в 1990-е годы успешно проводились фотометрические и спектральные глубокие обзоры довольно обширных площадок неба. Были составлены большие выборки галактик, полные до определенной звездной величины; подавляющее большинство этих галактик находится на $z \leq 1$. Подключение к обзорам CFHT космического телескопа «Хаббл» позволило провести морфологическую классификацию галактик внутри некоторых выборок, и в конце 1990-х годов появилась серия статей, в которых рассматривались отдельно свойства эллиптических галактик поля, свойства гигантских дисковых галактик и свойства пекулярных, взаимодействующих или сливающихся, галактик на $z = 0,4 \div 1,0$ (Brinchmann et al., 1998; Lilly et al., 1998; Schade et al., 1999; Le Fèvre et al., 2000).

Эллиптические галактики поля (которые, согласно иерархической концепции, должны были родиться позже всех и, соответственно, должны иметь в среднем самое молодое звездное население среди всех типов галактик), в плане положения на фундаментальной плоскости, как оказалось, мало отличаются от эллиптических галак-

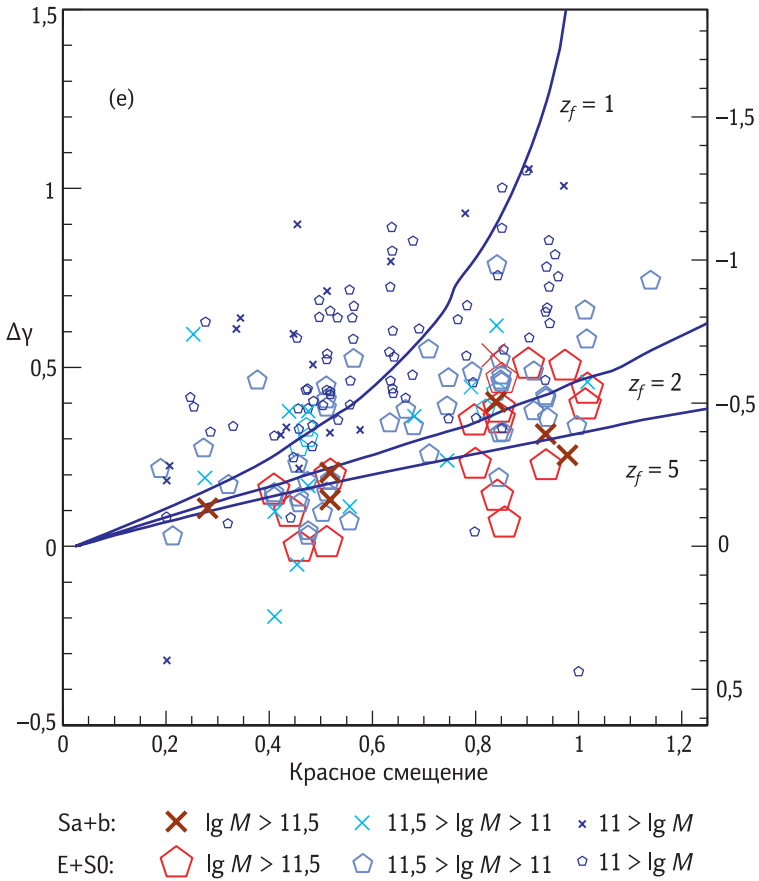


Рис. 4.4. Оценка возраста эллиптических галактик по отклонению от фундаментальной плоскости (Treu et al., 2005). Чем меньше масса галактики, тем на меньшем красном смещении сформировались ее звезды.

тик скоплений: от $z=0,4$ к $z=0,8$ они медленно голубеют в полном согласии с моделью пассивно эволюционирующего звездного населения, сформировавшегося на $z > 2$. Правда, на $z=0,8 \div 1,0$ наблюдается небольшой «голубой выброс» в статистике, не укладывающийся в эту модель. Schade et al., (1999) предположили, что на $z \approx 1$ во многих эллиптических галактиках поля может произойти вторичная вспышка звездообразования, связанная с повышенной частотой слияний и взаимодействий в ту эпоху; эволюционный синтез наблюдаемых

цветов показал, что достаточно, чтобы 5% всех звезд в центрах галактик, которые, собственно, и измерялись с фиксированной диафрагмой, были свежееобразовавшимися, чтобы модель до этого (и после этого) пассивно эволюционировавшей звездной системы с $z_f > 2$ пришла в согласие с наблюдениями. Эти 5% не имеют ничего общего с предписаниями иерархической концепции, которая требует куда более масштабного звездообразования в эллиптических галактиках поля на $z < 1$, фактически при их формировании путем большого мерджинга.

Другой тип галактик, детально исследованный в обзорах CFHT, — это гигантские дисковые галактики. Морфологический анализ по данным космического телескопа «Хаббл» не только позволил отобрать из общей выборки именно спиральные галактики, но и дал возможность разделить в них балдж и диск и определить параметры экспоненциальных звездных дисков. Прежде всего, гистограмма распределения экспоненциальных масштабов дисков у далеких спиральных галактик оказалась точно такой же, как и у близких: за последние 8 млрд лет диски не стали в среднем ни больше, ни меньше. Затем из выборки в несколько сотен спиральных галактик были отобраны именно гигантские — те, чей экспоненциальный масштаб превышал 4 кпк. У них была исследована эволюция цвета и эволюция центральной поверхностной яркости. Как и ожидалось, гигантские диски умеренно голубеют и ярчают с увеличением z . Когда их разделили на интервалы по красному смещению, усреднили параметры дисков внутри этих интервалов, а результаты усреднения нанесли на диаграмму «цвет — центральная поверхностная яркость», то оказалось, что вся эволюция по z прекрасно объясняется одной моделью эволюционного синтеза, в которой все гигантские дисковые галактики образовались одновременно и к моменту $z=0$ имеют один возраст 13 млрд лет, что близко к возрасту Вселенной. Интегральная интенсивность звездообразования в успешных моделях этих дисков затухает по экспоненте с характерным временем 3÷5 млрд лет.

Самый любопытный общий результат канадско-франко-гавайских обзоров — это *количество* регулярных эллиптических и спиральных галактик на $z \approx 1$: их оказалось в единице сопутствующего объема столько же, сколько наблюдается рядом с нами. То есть однозначный вывод обзоров таков: все крупные галактики всех регу-

лярных морфологических типов уже были на своих местах к моменту $z \approx 1$. А как же иерархическое формирование больших галактик на $z < 1$? Для него уже не остается места.

4.7. Космическая история звездообразования

В общем случае в интегральную светимость галактики вносят вклад звезды разной массы и разного возраста. Однако опыт эволюционного синтезирования спектров галактик позволил в конце концов выбрать длины волн, по интенсивности потока на которых в интегральном спектре галактик можно изучать практически только массивные — а следовательно, молодые — звезды. Интегральные светимости галактик на этих длинах волн прямо пропорциональны количеству молодых звезд в галактике, или, другими словами, — современной интенсивности звездообразования. Среди этих длин волн в первую очередь следует назвать эмиссионную линию $H\alpha$ (λ 6563 Å). Как известно, массивные звезды, $M > 8 \div 10 M_{\odot}$, ионизируют вокруг себя водород в протяженных зонах Стремгрена своим могучим излучением в далеком ультрафиолете, за пределами лаймановского скачка. Энергии кванта за пределами лаймановского скачка достаточно, чтобы вышибить электрон с любой орбиты в атоме водорода. Далее в ходе каскадной рекомбинации этот ионизованный газ излучает — в частности, при рекомбинации на вторую орбиту бальмеровскую серию эмиссионных линий в оптической области спектра.

Если вы видите в спектре галактики (области галактики) эмиссионную линию $H\alpha$, надо сначала убедиться, что она возбуждается именно молодыми звездами, а не ударной волной и не активным ядром галактики и не ядрами планетарных туманностей. Для этого есть простые диагностики, основанные на соотношениях интенсивностей эмиссионных линий разного потенциала возбуждения (подробнее см. главу 6 про ядра галактик). Короче, если в спектре вашей галактики $I(H\alpha)/I([NII] \lambda 6583 \text{ Å}) \geq 2$, то смело можете по потоку излучения галактики в линии $H\alpha$ определять интенсивность звездообразования. Эволюционный синтез дает следующую нормировку: $SFR(M_{\odot}/\text{год}) = 7,9 \cdot 10^{-42} L(H\alpha, \text{ эрг/с})$, правда, при довольно сильных упрощающих допущениях: металличность солнечная, начальная функция масс звезд солпитеровская и лаймановский континуум молодых звезд полностью поглощается в непосредственно окружающем их газе (Kennicutt et al., 1994).

Аналогично, если вы априори знаете, что в галактике достаточно интенсивное звездообразование, можно определять его текущий темп по ультрафиолетовой светимости галактики — на длинах волн менее 3000 \AA тоже светят ярче всех массивные ОБ-звезды, — или по светимости галактики в далеком инфракрасном диапазоне, $\lambda \sim 50 \div 100 \text{ мкм}$. Насчет последней надо, конечно, понимать, что сами ОБ-звезды в этом диапазоне ничего не вкладывают, при их-то голубом цвете; зато, если их много, они заметно нагревают пыль, вместе с газом содержащуюся в областях звездообразования, и вот уже пыль, нагретая до десятков кельвинов, излучает в далеком инфракрасном диапазоне. Эволюционный синтез (Kennicutt, 1998, SFR) дает следующую связь ультрафиолетовой и FIR-светимости с интенсивностью звездообразования:

$$\text{SFR} = 1,4 \cdot 10^{-28} L_{\nu} \text{ эрг/с, в массах Солнца в год,}$$

где L_{ν} суммируется в интервале длин волн $1500\text{--}2800 \text{ \AA}$, или

$$\text{SFR} = 4,5 \cdot 10^{-44} L_{\text{FIR}} \text{ эрг/с, в массах Солнца в год,}$$

где $L_{\text{FIR}} \approx 1,89 \cdot [2,58 f_{\nu}(60 \text{ мкм}) + f_{\nu}(100 \text{ мкм})]$.

Последняя формула, устанавливающая пропорциональность темпа звездообразования комбинации потоков в двух самых длинноволновых полосах фотометрии спутника IRAS, тоже предполагает солнечную металличность галактики.

Замечательным свойством прямой пропорциональности полной ультрафиолетовой светимости звездной системы текущей интенсивности звездообразования в ней воспользовались Пьеро Мадау с соавторами (Madau et al., 1996; Madau, Pozzetti, Dickinson, 1998), и причем так эффектно, что резонанс в научном мире не стихает до сих пор. Мадау не стал связываться с индивидуальными галактиками или даже с отдельными типами галактик — он вычислил суммарную интенсивность звездообразования во всей Вселенной сразу, причем отдельно на разных красных смещениях. Та кривая $\text{SFR}(z)$, которую он при этом нарисовал, стала называться «космической историей звездообразования».

На $z \approx 1$ участок спектра с $\lambda_0 = 2800 \text{ \AA}$ из-за эффекта Доплера сдвигается на $\lambda_z = 5600 \text{ \AA}$ (а это уже фильтр V!), а на $z \approx 2$ далекий ультрафиолет с $\lambda_0 = 1500 \text{ \AA}$ сдвигается на $\lambda_z = 4500 \text{ \AA}$ (а это фильтр B!). Таким образом, собственная ультрафиолетовая светимость далекой

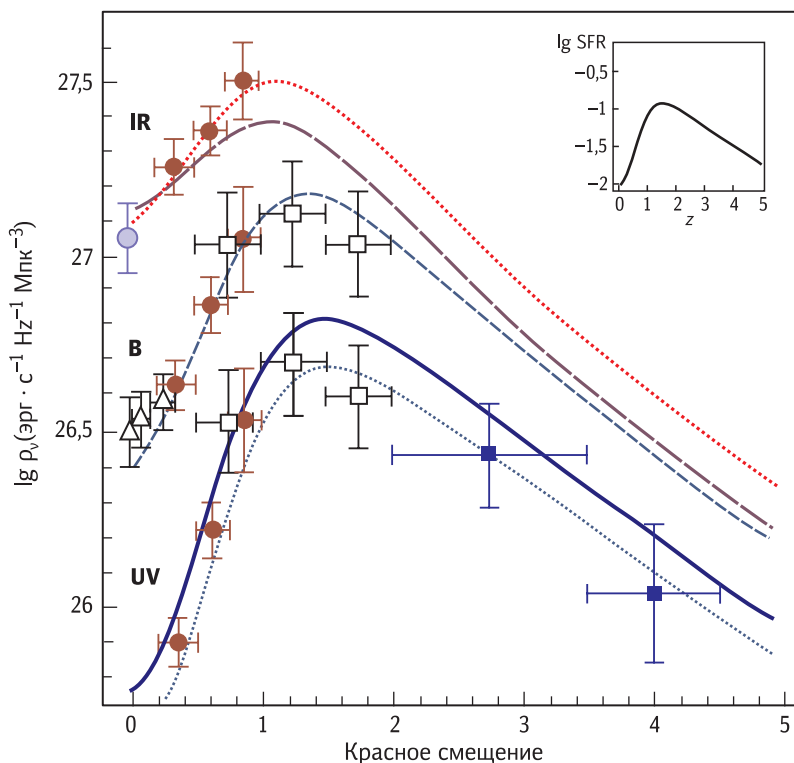


Рис. 4.5. Первоначальный вариант космической истории звездообразования (Madau et al., 1998)

галактики измеряется в оптическом диапазоне спектра здесь у нас, в ходе наземных наблюдений. Мадау, Поцетти и Дикинсон (1998) собрали вместе результаты наземных глубоких обзоров красных смещений галактик, где определялась объемная плотность светящегося вещества галактик (звезд) на разных z от 0 до 1 — подсчитывались галактики различной светимости в фильтрах *UBVRIK*. Для больших z они использовали результаты подсчетов галактик в глубоких полях «Хаббла». Далее суммарная объемная плотность ультрафиолетовой (в неподвижной системе длин волн) светимости звезд делилась на известный коэффициент — и вот вам $SFR(z)$. Свою «историю космического звездообразования» Мадау, Поцетти и Дикинсон (1998) проверили и по результатам обзоров галактик в ближней инфракрасной области спектра. Дело в том, что и расчеты эволюционного синтеза,

и прямые наблюдения показывают, что интегральное отношение массы к светимости на 2 микронах, M/L_K , мало меняется при изменении звездного состава галактики — оно ≈ 1 в галактиках самых различных типов, с самыми разными историями звездообразования. Это значит, что, исследуя суммарную объемную плотность светимости звезд в фильтре K , вы на самом деле измеряете объемную плотность интегральной массы всех звезд, а она равна $(0,7 \div 0,8) \int_0^{t(z)} \text{SFR}(\tau) d\tau$. То есть, измерив по ультрафиолету некую $\text{SFR}(z)$, всегда можно ее проверить, проинтегрировав от Большого взрыва к данному z и сравнив результат интегрирования с объемной плотностью суммарной массы звезд. Мадау с соавторами именно это и проделали — и нашли полное согласие. А космическая история звездообразования у них получилась любопытная: она имеет максимум на $z \approx 1,5$, а к современной эпохе интенсивность звездообразования в единице объема падает почти на порядок величины, и так же она падает в сторону увеличения красных смещений, хотя и более полого, чем при уменьшении z от 1 до 0.

Вот оно, торжество иерархической концепции! Разве не преудражали нас космологи, что в основном звездное население галактик образовались на $z \leq 1$?! Однако упорство «ретроградов» не сломил даже впечатляющий результат Мадау. Наблюдателям по-прежнему хотелось образовать большинство эллиптических галактик на $z \geq 3$, и пересмотр космической истории звездообразования Мадау начался сразу после ее опубликования.

Дело в том, что в первоначальном подходе Мадау никак не учитывалась пыль, а между тем чем дальше по красному смещению мы заглядываем, тем меньше (лабораторные) длины волн, которые мы наблюдаем в фиксированном для нас на Земле спектральном диапазоне. Тем, следовательно, значительнее поглощение пылью, которому должно подвергнуться излучение далеких галактик на месте, в галактике, и на пути к нам: как известно, поглощение света (оптическая толщина) растет к ультрафиолетовым лучам пропорционально $1/\lambda$. Особенно значительным выглядит влияние пыли на излучение галактик с интенсивным звездообразованием.

До запуска космической обсерватории IRAS, пока наблюдаемый с Земли без пропусков спектральный диапазон ограничивался сверху несколькими микронами, считалось, что основной вкладчик в интегральное излучение галактик — это звезды. Существовала даже

спектральная классификация галактик Моргана, опирающаяся на параллель со спектральной классификацией звезд: k -типы – для эллиптических галактик, f -типы – для ранних спиральных галактик, и т. д. Спутник IRAS, наблюдавший небо в далеком инфракрасном диапазоне спектра, на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм, позволил построить в этот диапазон спектральные распределения энергии для множества близких галактик. Суммарные, или усредненные по морфологическим типам, спектральные распределения энергии (SED, по англоязычной терминологии) представлены на рис. 4.6. Абсолютно у всех типов галактик, даже у эллиптических, в спектре кроме пика, связанного с излучением доминирующего звездного населения, оказался второй пик, связанный с излучением пыли, нагретой звездами. Но если у обычных эллиптических галактик это пик вторичный в полном смысле этого слова – он ниже звездного и, скорее всего, порожден излучением пыли в оболочках холодных старых звезд-гигантов, – то в спектрах галактик с активными ядрами, и особенно в спектрах галактик со вспышками звездообразования, этот пик *выше* звездного. Пыль, нагретая активным ядром или молодыми звездами, на выходе из галактики светит ярче, чем источник ее нагрева, поскольку отдельный квант излучения нагретой пыли имеет существенно меньшую энергию, чем ультрафиолетовые кванты молодых звезд, поэтому далеких инфракрасных квантов от пыли может быть *много*.

Известна корреляция: чем выше интенсивность звездообразования в галактике, тем больший процент ее болометрической светимости «перекачивается» в далекий инфракрасный диапазон. В современную эпоху, на $z=0$, во всех галактиках суммарно пыль поглощает примерно половину интегрального света звезд; если, как обнаружил Мадау, при увеличении z от 0 до 1 объемная плотность темпов звездообразования возрастает, должна увеличиваться и доля света звезд, поглощаемая пылью. Этот эффект надо было исследовать количественно, и сразу после опубликования сенсационных результатов работ Мадау и др. (1996, 1998) этим занялись несколько независимых групп исследователей.

Даниэла Кальцетти и Тимоти Хекман (1999) обратили внимание, что в отсутствие пыли в моделях космического звездообразования на больших z неоткуда будет взяться изотропному космическому инфракрасному фону, который реально наблюдается. Они пересчи-

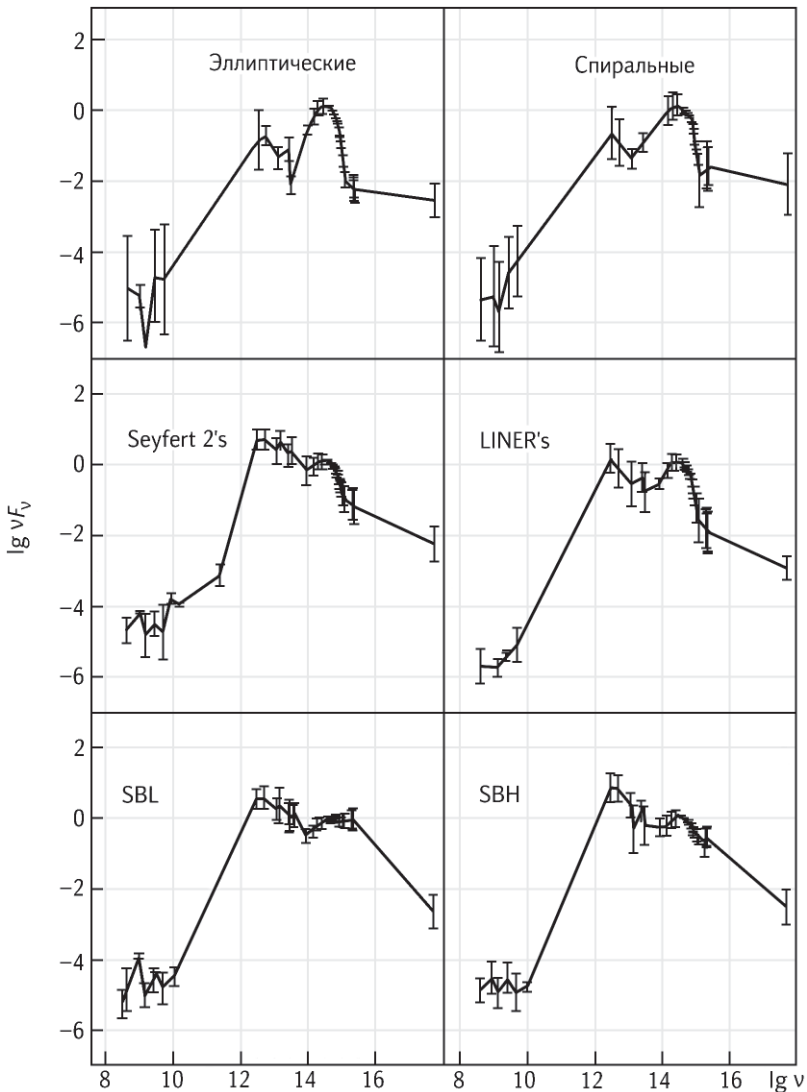


Рис. 4.6. Средние распределения энергии в спектрах галактик разных типов с пиком в дальнем инфракрасном диапазоне за счет нагретой пыли (Schmitt et al., 1997)

тали эволюционный синтез Мадау, введя в модели химическую эволюцию (про детали синтеза тяжелых элементов см. главу 5 о химической эволюции) и производство пыли. Расчеты Кальцетти и Хекма-

на были проведены методом итераций: сначала по наблюдательным оценкам объемной плотности ультрафиолетовой светимости вычислялась космическая история звездообразования $SFR(z)$. Потом с помощью этой $SFR(z)$ оценивался темп производства металлов $Z(z)$. По металличности газа на каждом красном смещении оценивалось поглощение пылью: $E(B-V) = N(HI) \cdot F(Z)$, где $N(HI)$ — плотность газа на луче зрения, а $F(Z)$ — некая квадратичная формула, подогнанная по наблюдаемой статистике космического газа и пыли. Наблюдаемая объемная плотность ультрафиолетовой светимости поправлялась (увеличивалась!) с учетом поглощения этой пылью, и весь процесс повторялся сначала, до тех пор, пока последовательные оценки $SFR(z)$ не сошлись к одной зависимости. Попутно интегрировался на луче зрения инфракрасный фон, т. е. суммарное излучение пыли далеких неразрешенных галактик, и сравнивался с наблюдательными данными. Пробовались разные модели галактик: замкнутая, с сохраняющейся массой, а также модели с потерей массы (с галактическим ветром) и с приобретением массы (с аккрецией). Темп ветра или аккреции подгонялся таким образом, чтобы к $z=0$ галактика приобретала солнечную металличность. Самой удачной в смысле согласия с наблюдениями оказалась модель с галактическим ветром, где галактики в процессе ранней эволюции теряли около 40% начальной массы. Однако $SFR(z)$, полученная в рамках этой модели, именно на больших красных смещениях совсем не походила на результаты Мадау: между $z \approx 1$ и $z \approx 4$ она оказалась совершенно плоской, и ее интегрирование показало, что 30% всех звезд во Вселенной образовались на $z > 3$.

Поглощение в галактиках на больших z оценивалось и другими, в какой-то степени более прямыми методами. Главное допущение здесь, — впрочем, хорошо обоснованное наблюдениями, — это что Ly-break галактики на $z = 3 \div 4$ в точности такие же, как галактики со вспышками звездообразования рядом с нами. Такаги и др. (Takagi et al., 1999) промоделировали изменение отношения светимостей L_{FIR}/L_H (то есть отношения излучения от пыли к излучению от полного звездного населения) в зависимости от цвета B–H, численно считая процесс переноса излучения в запыленной среде. Применение рассчитанной зависимости к далеким Ly-break галактикам дало еще большую оценку поглощения в них, чем получалось у Кальцетти и Хекмана (1999). Мойер и др. (Meurer et al., 1999) по выборке близ-

ких галактик со вспышками звездообразования нашли корреляцию $L_{\text{FIR}}/L_{1600\text{\AA}}$ с наклоном континуума спектра вблизи 1600\AA , равным β ; причем значение β в общем-то есть ультрафиолетовый цвет, хорошо прокалиброванный в фотометрической системе WFPC2/HST. Поскольку все излучение, поглощенное в ультрафиолете, переизлучается пылью в далекой инфракрасной области спектра, то $L_{\text{FIR}}/L_{1600\text{\AA}}$, доля переизлученного света, и есть поглощение пылью на $\lambda = 1600\text{\AA}$, и его можно определить по цвету: $A_{1600} = 4,43 + 1,99\beta$. Применение этой формулы к далеким Ly-break галактикам на $z \approx 3$ в Глубоком поле «Хаббла» дало оценку поглощения ультрафиолетовой светимости в 5 раз. В результате был сделан вывод, что SFR ($z=3$) из работы Мадау и др. (1996) надо увеличить в 9 раз, а SFR ($z=3$) из работы Мадау и др. (1998) надо увеличить в 5,4 раза. Общее мнение по поводу космической истории звездообразования на данный момент (Behroozi et al., 2013, Bourne et al., 2016) таково: между $z \approx 3,5$ и $z \approx 1$ объемная плотность звездообразования была примерно постоянной, а между $z \approx 1$ и $z=0$ внезапно упала в 5–7 раз. И в этом смысле последние 8 млрд лет эволюции Вселенной кардинально отличаются от предыдущих четырех. К этому (уверена, что центральному!) тезису мы еще вернемся, и не раз.





5

Происхождение элементов и химическая эволюция галактик

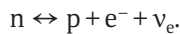
5.1. Первичный нуклеосинтез

Расчет первичного нуклеосинтеза — одно из самых впечатляющих достижений теории Большого взрыва, наравне с адекватным описанием крупномасштабной структуры Вселенной. Почему он «первичный»? Потому что термоядерные реакции по синтезу ядер водорода, гелия и лития полностью прошли в первые 20 минут после Большого взрыва по всему объему тогдашней однородной Вселенной.

Ядерные реакции, в которых синтезируются дейтерий, тритий, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$, — просты и хорошо изучены в земных условиях, в том числе экспериментально: известны температуры и соответствующие им темпы протекания реакций, известны продукты и возможные ветвления реакций. По большому счету, у стандартной модели первичного нуклеосинтеза есть только один свободный параметр — отношение общего числа барионов во Вселенной к общему числу реликтовых фотонов, $\eta \equiv n_b/n_\gamma$. А поскольку общее число фотонов известно из наблюдений реликтового фона (сейчас его температура 2,73К, и $n_\gamma(z=0) = 412$ фотонов в 1 см^3), неизвестным параметром, который можно варьировать, остается только барионная плотность Вселенной: $n_b = 20,3 \cdot T^3 \cdot \eta \text{ см}^{-3}$ или, если вы хотите выразить барионную плотность в единицах критической плотности современной Вселенной, $\Omega_b h_{50}^2 = 0,015 \cdot T_{2,75}^3 \cdot \eta_{10}$, где величины нормированы: постоянная Хаббла h на 50 км/с/Мпк, температура реликтового фона на 2,75К и $\eta \equiv n_b/n_\gamma$ — на 10^{-10} безразмерных величин. Между тем химических элементов, для которых первичное обилие можно опре-

делить из наблюдений и сравнить реальные данные с предсказаниями модели первичного нуклеосинтеза, — четыре, или, точнее, три, так как у гелия-3 есть проблема с эволюционными поправками: плохо известно, сжигают или синтезируют его звезды в процессе своей эволюции. Поэтому задача является переопределенной: если удастся подобрать такое η , которое удовлетворит всем трем наблюдаемым первичным обилиям — D, ${}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$, то это будет означать триумф модели первичного нуклеосинтеза и доказательство того, что Большой взрыв мы себе представляем правильно.

Как развивались события первые три минуты жизни Вселенной, когда она была невероятно горяча, но уже расширялась и остывала? Сначала, в первый миг Большого взрыва, образовалась кварк-глюонная плазма; потом, практически в тот же миг, через 0,1 сек, это превратилось в электрон-позитрон-нейтринную плазму в море фотонов, с мизерной примесью протонов и нейтронов, на уровне 10^{-10} от общего числа частиц. Температура этого горячего «супа» частиц составляла несколько единиц МэВ, и в нем царили слабые взаимодействия. В таких условиях протоны и нейтроны непрерывно превращаются друг в друга в реакции:

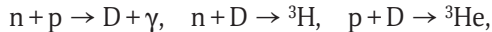


Скорости этих реакций достаточно хорошо известны: современная оценка времени жизни нейтрона — $880,3 \pm 1,1$ секунды, правда, при комнатной температуре.

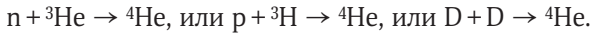
До тех пор, пока скорости этих реакций, управляемых слабым ядерным взаимодействием, были велики по сравнению со скоростью расширения Вселенной (и, следовательно, скоростью остывания плазмы), число частиц находилось в термодинамическом равновесии: $n/p = \exp(-\Delta mc^2/T)$, где $\Delta mc^2 = 1,29$ МэВ — разница энергий покоя нейтрона и протона. Однако Вселенная расширялась, температура падала, темпы взаимных переходов нейтронов в протоны и обратно замедлялись, и когда температура Вселенной упала ниже 0,8 МэВ, слабые взаимодействия перестали успевать за термодинамическим равновесием, и отношение n/p заморозилось на уровне примерно $1/6$. Дальше оно только экспоненциально падало за счет свободного распада нейтронов. Когда оно достигло $1/7$ (при $T < 80$ кэВ), все свобод-

ные нейтроны быстренько связались в легкие ядра; в 99,99% случаев это оказались ядра гелия-4 как самого стабильного элемента в этой области таблицы Менделеева.

Простая прикидка – два нейтрона на каждое ядро ${}^4\text{He}$ при доле $n/p = 1/7$ – дает примерную оценку первичного обилия гелия-4: $Y_p \equiv {}^4\text{He}/(\text{H} + {}^4\text{He}) \approx (2n/p)/(1 + n/p) \approx 0,25$ (у величины Y_p индекс p от англ. *primordial* – первичный). Цепочка термоядерных реакций, осуществлявшаяся в течение каких-то 100 секунд после «замораживания» отношения n/p , выглядит так:



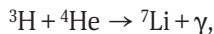
далее



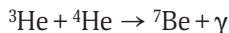
Все эти реакции протекают тем быстрее и эффективнее, чем больше барионная плотность; поэтому, чем больше барионная плотность Вселенной, тем меньше после завершения первичного нуклеосинтеза остается дейтерия и гелия-3.

Про гелий-4 говорят, что он почти нечувствителен в параметру η : с какой бы эффективностью ни шли термоядерные реакции, все равно в конце концов все нейтроны свяжутся в устойчивые ядра ${}^4\text{He}$. Однако предсказываемое теорией первичное обилие ${}^4\text{He}$ все же медленно растет с η . Это связано с тем, что чем выше барионная плотность Вселенной, тем раньше начинается первичный нуклеосинтез, а чем раньше он начинается, тем выше отношение n/p ; и поскольку почти все нейтроны связываются в ядра ${}^4\text{He}$, то чем больше нейтронов, тем выше теоретическое Y_p .

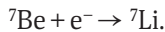
Зависимость предсказанного первичного обилия ${}^7\text{Li}$ от η немонотонна: она имеет минимум на $\eta_{10} \approx 2 \div 3$, который поэтично называют «литиевая долина». Такой немонотонный характер зависимости Li_p от η вызывается двумя эффектами. Во-первых, все время идет соревнование между образованием и распадом ядер ${}^7\text{Li}$, а во-вторых – к образованию ядер ${}^7\text{Li}$ могут привести две цепочки реакций: либо



либо



и затем



При низких барионных плотностях, $\eta_{10} < 2$, идет первая из этих реакций, но ${}^7\text{Li}$ быстро распадается через $(p, \gamma)2\alpha$ -реакцию, т. е. захва-

тывает протон, испускает γ -квант и распадается на две α -частицы. И этот распад идет тем эффективнее, чем выше барионная плотность, следовательно, зависимость $Li_p(\eta)$ получается убывающей. При высоких барионных плотностях, $\eta_{10} > 3$, начинает доминировать второй путь образования ядер 7Li ; чем выше барионная плотность, тем эффективнее образуется 7Be , а он, в отличие от 7Li , распадается не так легко — отсюда возрастание конечного выхода 7Li в зависимости от η_{10} .

Итак, для трех химических элементов мы имеем три предсказанные теорией зависимости их первичного обилия от барионной плотности, и все они качественно разные: возрастающая, убывающая и немонотонная с минимумом. Пересечение каждой из них с наблюдаемым уровнем первичного обилия элемента даст одну оценку (для лития — две оценки) η , или Ω_b для нашей Вселенной. Хорошо бы, чтобы эти оценки η для всех трех элементов совпали — иначе мы будем вынуждены думать, что что-то не так с моделью первичного нуклеосинтеза. Есть и еще один момент: оценку Ω_b можно получить независимо — скажем, по наблюдениям пространственного спектра анизотропии реликтового фона. Хорошо бы, чтобы она не противоречила наблюдаемым первичным обилиям элементов.

5.1.1. Литий

Начнем с обсуждения первичного обилия 7Li . По ходу химической эволюции Галактики обилие лития изменялось двояким образом. С одной стороны, в межзвездной среде литий немножко синтезируется через реакцию скалывания нуклонов энергичными космическими лучами с более тяжелых ядер. С другой стороны, в поверхностных слоях атмосфер звезд его обилие может убывать, если за счет конвекции литий из фотосферы заносится вглубь звезды и там «сгорает». Перемешивание наиболее эффективно стимулируется бы-

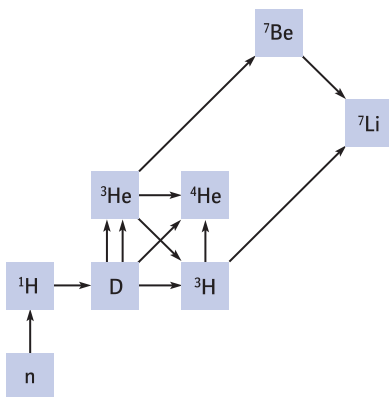


Рис. 5.1. Главные ядерные реакции первичного нуклеосинтеза — что во что превращается. Бериллий неустойчив, конечный пункт — литий-7.

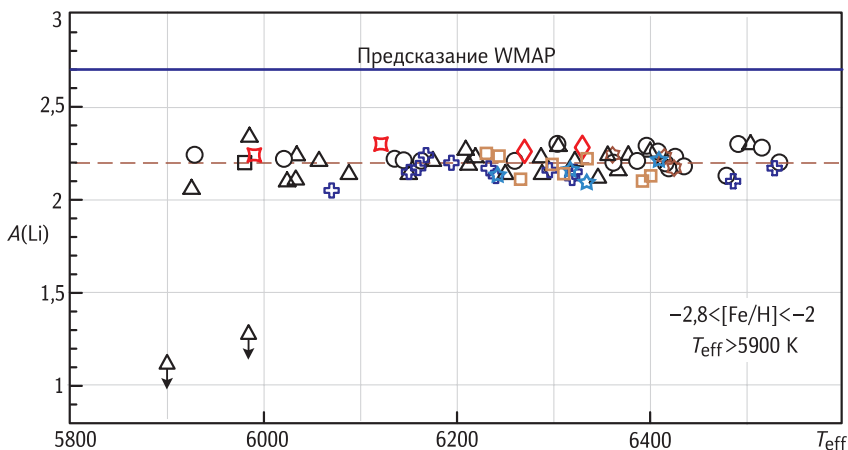


Рис. 5.2. Проблемы с производством лития – плато Спит в сравнении с предсказаниями стандартной Λ CDM-космологии (Spite et al., 2012). Разные значки соответствуют данным разных авторов.

стрым вращением звезд, а быстро вращающихся звезд вроде бы не очень много.

Так где же, с учетом этих двух эффектов, следует искать первичный литий? Конечно, в атмосферах старых маломассивных звезд, которые образовались более 13 млрд лет назад, когда реакции скалывания еще не успели пополнить запас первичного лития в межзвездной среде. Заведомо старые звезды в нашей Галактике проживают в гало, среди населения II типа, бедного металлами. А среди них надо отобрать звезды с как можно более спокойной, ламинарной фотосферой – то есть как можно более массивные и горячие. Идея оказалась абсолютно правильной. Еще 35 лет назад супруги Спит (Spite), Моника и Франсуа, измерили обилие лития в атмосферах выборки звезд гало, с $[\text{Fe}/\text{H}] < -2,0$, с $T_{\text{eff}} > 5900$ K, и обнаружили поразительное постоянство этого обилия, совершенно не коррелировавшего с общей металличностью. Это плоское распределение назвали «плато Спитов»; по современным оценкам, его уровень $A(\text{Li}) \equiv 12 + \lg(\text{Li}/\text{H}) = 2,2 \pm 0,1$ dex.

Любопытно, что теоретический минимум предсказываемого в модели Большого взрыва первичного обилия лития – как раз 2,1, поэтому немудрено, что «плато Спитов» связывают именно с первичным обилием лития. Однако общее мнение склоняется к мысли,

что все-таки средние скорости вращения старых карликовых звезд должны обеспечить за время их жизни убыль лития в атмосфере от 0,1 до 0,3 dex. Тогда первичное обилие лития, вычисляемое по уровню «плато Спитов», будет 2,4 dex, а пересечение горизонтали на уровне $A(\text{Li})_p = 2,4$ с теоретической кривой уже даст неоднозначную оценку η из-за немонотонности теоретической кривой. Оба полученных по $A(\text{Li})_p$ значения η равнозначны – чтобы выбрать одно из них, нужно привлечь данные по дейтерию и/или по гелию-4.

5.1.2. Гелий-4

Содержание гелия во Вселенной – в звездах и в галактиках – тоже изменяется в процессе химической эволюции, а именно, в процессе нуклеосинтеза в звездах. Качественный ход этой эволюции известен и сомнений не вызывает: общее содержание гелия-4 растет за счет термоядерного горения водорода. Однако количественная оценка темпов его роста по отношению к темпам роста содержания металлов, т. е. оценка отношения $\Delta Y/\Delta Z$, до сих пор выглядит неуверенной: это может быть и 2, и 3, и 5. Поэтому, чтобы подобрать к первичному обилию ${}^4\text{He}$, разумнее всего наблюдать химически непроэволюционировавшие области. Таковыми, по общему убеждению, можно считать карликовые неправильные галактики из класса BCDG (Blue Compact Dwarf Galaxies): они богаты газом, в котором легко рассеиваются продукты нуклеосинтеза звезд, и бедны тяжелыми элементами, т. е. еще не испытали в полной мере химической эволюции. Рекордсменом является галактика IZw18 с ее $Z \approx 0,02 Z_\odot$; но можно набрать еще несколько десятков объектов, в которых металличность газа меньше $0,1 Z_\odot$. У этих BCDG-галактик измеряются эмиссионные линии ионизованного гелия в интегральном спектре, определяется обилие гелия в ионизованном газе, строится зависимость Y от Z , далее эта зависимость экстраполируется к $Z=0$ – и вот вам первичное обилие гелия-4.

Процедура, казалось бы, однозначная, если учесть, что список BCDG, доступных спектральным измерениям, ограничен. Однако Изотов и Туан (Izotov, Thuan, 1998) проделали эту процедуру и получили $Y_p = 0,245$, а группа Пеймберта (Peimbert et al., 2002) практически на той же выборке получила $Y_p = 0,238$; и те, и другие с ошибкой $0,002 \div 0,003$. Очевидно, что совместить эти два результата внутри рамок случайных статистических ошибок невозможно – нали-

цо присутствие систематических ошибок. Изотов и Туан, которые пытались исправлять свои результаты за систематические эффекты, приводят длинный их список. Это и отступление от радиативного равновесия — столкновительное возбуждение и де-возбуждение атомов гелия, и неточное знание доли нейтрального гелия в межзвездной среде BCDG, и лежащие под эмиссиями линии поглощения гелия, принадлежащие молодому звездному населению, и многое другое. Идейные противники обвиняют друг друга в упущении систематических эффектов и клянутся в том, что сами все сделали правильно. Ситуация с первичным гелием долгое время продолжала оставаться неясной.

5.1.3. Дейтерий

Направление химической эволюции содержания дейтерия во Вселенной противоположно направлению эволюции обилия гелия-4: поскольку звезды способны только сжигать дейтерий, его содержание со временем убывает. Поэтому любое реально измеренное обилие дейтерия в астрофизических объектах является нижним пределом для первичного обилия дейтерия. А что же реально измерено?

Известно содержание дейтерия в околосолнечной межзвездной среде (будем считать его современным): $D/H (t=t_0) = (1,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$. Измерялось также содержание дейтерия в телах Солнечной системы — метеоритах, солнечном ветре, лунных образцах, атмосфере Юпитера; оно получилось равным $(2 \div 2,5) \cdot 10^{-5}$ и считается присутствием «досолнечному» веществу, т. е. это $D/H (t=t_0 - 4,5 \text{ млрд лет})$. Но ближе всего к заветному моменту $t=0$ относятся измерения обилия дейтерия по линиям поглощения в спектрах квазаров, находящихся на больших красных смещениях $z > 2 \div 3$.

Линии поглощения в спектрах квазаров, расположенные левее (голубее) собственной эмиссионной линии $\text{Ly}\alpha$ квазара, создаются облаками нейтрального водорода, случайно попавшим на луч зрения между квазаром и нами: это тоже линии $\text{Ly}\alpha$, но только в поглощении, и, естественно, на меньших красных смещениях, чем сам квазар. Если есть линия водорода в поглощении, значит, должна быть и аналогичная линия поглощения дейтерия, только на порядки слабее и из-за повышенной массы ядра сдвинутая в голубую сторону относительно $\text{Ly}\alpha$ водорода на 81 км/с (это называется «изотопический сдвиг»).

Измерять содержание дейтерия в межгалактических облаках газа на $z \sim 3$ и считать его хорошей оценкой первичного обилия дейтерия придумал Джон Уэбб (Webb et al., 1991) в начале 1990-х годов и сам же первый применил эту идею на практике. И вот ирония судьбы! Все лавры по измерению первичного обилия дейтерия достались не ему, а конкурентам, Burles, Tytler. Потому что первичное обилие дейтерия, которое получилось у Уэбба (Carswell, Webb et al., 1996), оказалось неправдоподобно велико: $(D/H)_p \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

Никакие мыслимые модели химической эволюции не позволяют из первичного обилия дейтерия $2 \cdot 10^{-4}$ получить современное обилие всего лишь $1,5 \cdot 10^{-5}$. И народ не поверил Уэббу. Вскоре пришла другая команда (Burles, Tytler, 1998), измерила спектры двух-трех других квазаров и получила $(D/H)_p \approx 3 \cdot 10^{-5}$, что было уже куда более похоже на правду. Некоторое время шла бурная полемика, Уэбб и Берлес и Тайтлер искали друг у друга ошибки. Потом появились работы третьих, независимых групп, результаты которых сгруппировались вокруг нескольких единиц на 10^{-5} . Берлес и Тайтлер победили. По поводу работ Уэбба с учениками все согласились, что когда измеряешь очень слабую депрессию в голубом крыле насыщенной линии поглощения водорода, очень велика вероятность того, что на это же место попадет водородная абсорбция от совсем другого облака, и ты вместо чистой линии дейтерия померяешь комбинацию нескольких линий. На данный момент оценка первичного обилия дейтерия, усредненная по спектрам нескольких (семи) квазаров, составляет $(D/H)_p = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$, хотя разброс индивидуальных оценок велик и заведомо превышает оценку точностей, которые дают сами авторы работ.

5.2. Сходятся ли данные наблюдений с теорией?

Можно ли согласовать между собой полученные из наблюдений первичные обилия этих трех элементов при каком-то одном значении η ? Можно; но самое смешное, что таких η — не одно, их ровно два. Зависимость первичного обилия ${}^7\text{Li}$ от η немонотонна, наблюдаемому значению L_i соответствуют два значения η_{10} , $\approx 1,7$ и ≈ 4 . Далее: при $\eta_{10} = 1,7$ мы попадаем на D_p Уэбба и Y_p Пеймберта, а при $\eta_{10} = 4$ мы попадаем на D_p от Барлеса и Тайтлера и Y_p от Изотова и Туана. Таким образом, к 2003 году теория Большого взрыва в вопросе первичного нуклеосинтеза несомненно восторжествовала: при одном

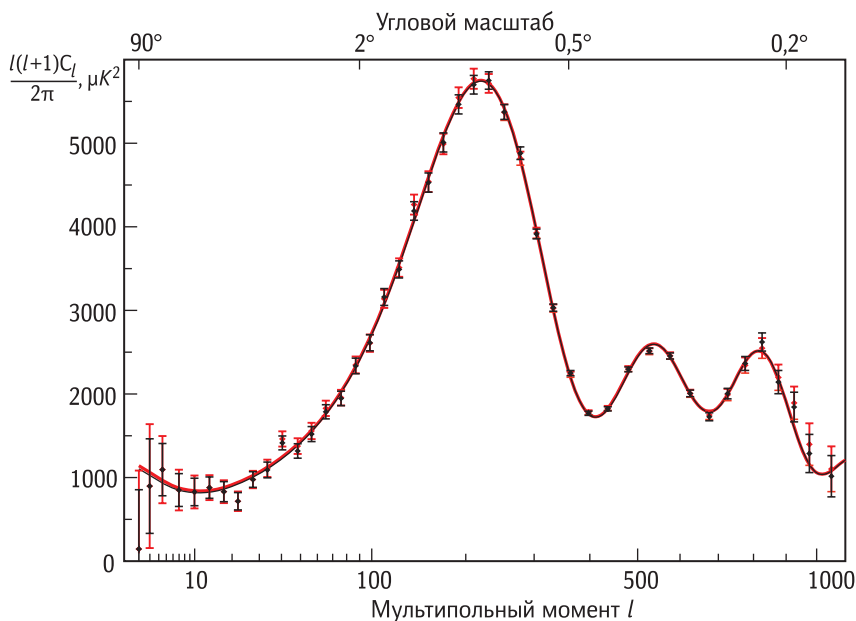


Рис. 5.3. Пространственный спектр флуктуаций реликтового фона + 6-ти параметрическая стандартная космологическая Λ CDM модель (Hinshaw et al., 2013).

свободном параметре она правильно предсказывала первичные обилия всех трех синтезируемых в Большом взрыве элементов, которые можно наблюдать. Однако ирония судьбы состояла в том, что сравнение предсказаний теории первичного нуклеосинтеза с наблюдениями не позволяло однозначно оценить значение η .

Выход из этой ситуации — определить барионную плотность Вселенной каким-нибудь другим способом. Таких способов современная наблюдательная космология предлагает не менее полудюжины. Самый, кажется, точный и самый обсуждаемый сейчас — по спектру мощности поверхностных флуктуаций температуры реликтового фона. Флуктуации реликтового фона очень слабы, но крайне важны для космологии, поэтому несколько специализированных космических обсерваторий измеряли их последовательно со все возрастающей точностью. К 2013 году были опубликованы окончательные — девятилетние! — результаты картирования реликтового фона по всей небесной сфере спутником WMAP (Hinshaw et al., 2013, Bennett et al., 2013).

Реликтовый фон – это то самое излучение, которое доминировало в эпоху первичного нуклеосинтеза и которое сейчас остыло до $\sim 2,7$ К из-за расширения Вселенной. Примерно на $z \approx 1500$, или 380 000 лет спустя после Большого взрыва, барионы отделились от поля излучения («эпоха рекомбинации»), но в поле излучения остались впечатанными флуктуации плотности, пространственный спектр мощности которых (т. е. характерные угловые масштабы) зависит от космологических параметров, в том числе и от барионной плотности Вселенной. Спутник WMAP отнаблюдал эти флуктуации как поверхностные (на небесной сфере) флуктуации температуры реликтового фона, и подгонка их спектра мощности стандартной космологической моделью дала очень точную оценку барионной плотности Вселенной: это 4,6% от критической плотности, с точностью лучше 0,1%. Таким образом, $\eta_{10} = 6,2$, и при этом значении η предсказания теории первичного нуклеосинтеза для обреченных выше легких элементов таковы:

- $(D/H)_p = 2,6 \cdot 10^{-5}$;
- $Y_p = 0,278$ (не 0,25! Потому что «эффективное» число видов нейтрино, согласно результатам WMAP, не 3,0, а ближе к 4);
- $({}^7\text{Li}/H)_p = 5,24 \cdot 10^{-10}$, или $A({}^7\text{Li}) \approx 2,8$.

Мы видим, что предсказанное первичное обилие дейтерия точно согласуется со *средним значением* обилия дейтерия, измеренного по линиям поглощения в спектрах квазаров. Что касается предсказанного значения для ${}^4\text{He}$, то оно резко противоречит данным команды Пеймберта и даже несколько превышает результат Изотова и Туана 1998 года, $Y_p = 0,245 \pm 0,0015$. Учитывая огромное количество систематических эффектов,отягчающих измерения обилия гелия по эмиссионным линиям, легко можно предположить, что Изотов и Туан завысили точность своей оценки Y_p . В последней уточняющей работе Юрия Ивановича Изотова и др. (2014), после переобработки данных с самыми современными пересчитанными значениями «emissivity» гелия, дается уже $Y_p = 0,255 \pm 0,003$ и утверждается, что *из этого значения первичного обилия гелия следует* эффективное число родов нейтрино $3,54 \pm 0,35$ – в полном согласии с результатами 9 лет полета WMAP.

Некое внутреннее неудобство пока вызывает у исследователей высокое предсказанное значение первичного обилия ${}^7\text{Li}$: оно на 0,6 dex (в 4 раза!) превышает измеренное положение плато Спитов

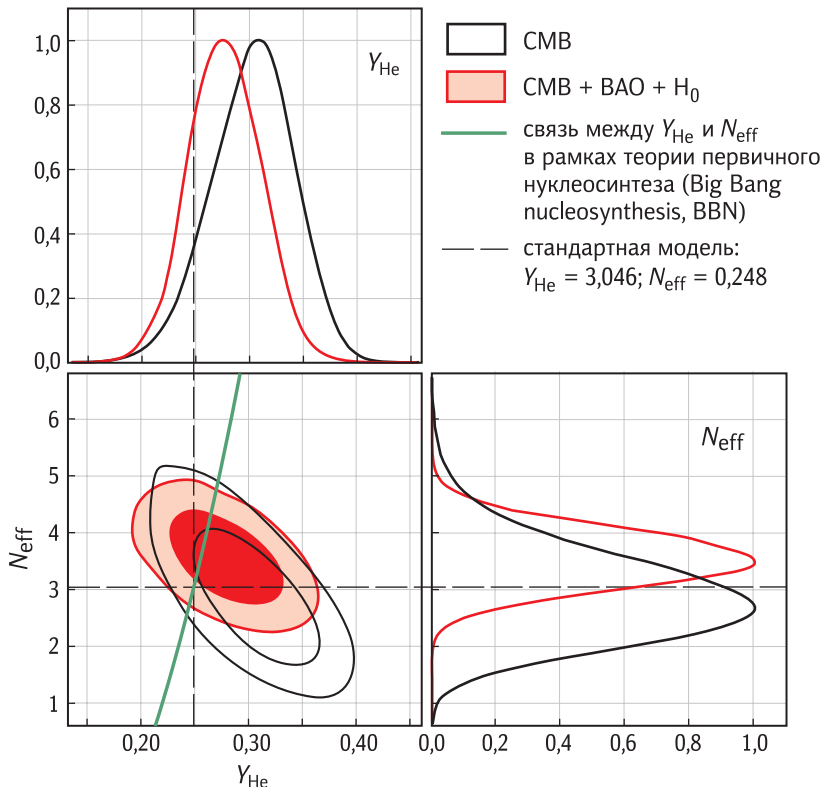


Рис. 5.4. Ограничения на первичное содержание гелия (Y_{He}) и эффективное количество сортов нейтрино (N_{eff}) на уровнях вероятности 68% и 95%. CMB — cosmic microwave background; BAO — baryon acoustic oscillation, найденные по угловому и радиальному распределению галактик в пространстве. Похоже, нужен четвертый тип нейтрино! (Hinshaw, 2013)

и на $0,3 \div 0,4$ dex превышает то значение первичного обилия лития-7, которое получалось внесением в уровень плато Спитов эволюционной поправки за вращательное перемешивание атмосфер звезд. Но, в конце концов, так ли уж хорошо мы представляем себе скорости вращения маломассивных и малометаллических звезд? В принципе, и в отношении ${}^7\text{Li}$ рокового расхождения между предсказаниями теории первичного нуклеосинтеза и наблюдениями нет. Можно констатировать, что успехи предсказаний теории первичного нуклеосинтеза по-прежнему являются одним из ярчайших свидетельств правильности наших представлений о Большом взрыве.

5.3. Нуклеосинтез в звездах

Все химические элементы тяжелее бериллия и бора, по современным представлениям, образуются в звездах, в различных ядерных и термоядерных реакциях, на разных эволюционных стадиях горения звезд различных начальных масс.

Самый распространенный во Вселенной термоядерный процесс — горение водорода с образованием гелия-4. Две основных реакции обеспечивают этот процесс: протон-протонная цепочка и CNO-цикл. В центрах маломассивных звезд, находящихся на главной последовательности, наиболее эффективно протекает протон-протонная реакция. Через эту раздвоенную цепочку четыре протона объединяются в альфа-частицу, и таким образом водород в центре звезды превращается в гелий-4. Для запуска протон-протонной реакции не нужно никакого другого сырья, кроме водорода, поэтому она может эффективно протекать даже в звездах с нулевой начальной металличностью (первичным химическим составом). Другая реакция — CNO-цикл — становится достаточно эффективной только в центрах массивных звезд, где температура превышает 18 млн К. В центре нашего Солнца, где температура около 15 млн К, CNO-цикл дает всего 4% энергии по сравнению с протон-протонной реакцией.

CNO-цикл начинается с того, что ядро атома ^{12}C присоединяет к себе протон. Далее следует цепочка реакций: вновь синтезируемые ядра различных изотопов углерода, азота и кислорода продолжают присоединять к себе протоны, иногда испытывая β -распад (т. е. выбрасывая позитрон и нейтрино). В конечном счете получается возбужденное ядро кислорода ^{16}O , которое тут же выбрасывает альфа-частицу (^4He) и снова становится ядром ^{12}C . Таким образом, углерод начинает всю эту историю, но не сгорает, а лишь служит катализатором. Смысл CNO-цикла состоит в превращении водорода в гелий-4, но, в отличие от протон-протонной цепочки, он требует начального присутствия тяжелых элементов (углерода), и его эффективность зависит от исходной металличности звезды.

В результате горения водорода в центрах звезд, находящихся на главной последовательности, у них формируется гелиевое ядро. На ветви гигантов горение водорода продолжается уже в слоевом источнике вокруг ядра, и масса гелиевого ядра продолжает прирастать слоями. Когда гелиевое ядро набирает критическую массу, оно сжимается, температура превосходит 100 млн К, и происходит так

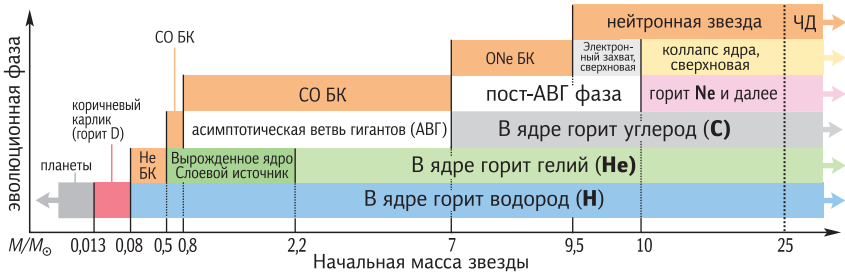


Рис. 5.5. Типы термоядерного горения на разных эволюционных стадиях звезд разной массы. He БК — гелиевый белый карлик; CO БК — углеродно-кислородный белый карлик; ONe БК — кислородно-неоновый белый карлик.

называемая «гелиевая вспышка»: гелий загорается, и звезда переходит с вершины ветви гигантов на горизонтальную ветвь. Здесь у нее в ядре осуществляется тройной α -цикл: из трех ядер гелия-4 получается одно ядро углерода ^{12}C . Продолжающееся горение гелия дает также ^{16}O и ^{20}Ne . У звезды формируется углеродно-кислородная сердцевина.

Далее, если звезда достаточно массивная и температура в ее сердцевине достигает миллиарда К, реализуется цепочка альфа-захватов. К ядрам элементов, начиная с ^{12}C , последовательно присоединяются ядра гелия-4, и формируются элементы с массовым числом, кратным 4: ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , и т. д. вплоть до, возможно, ^{48}Ti ; эти элементы с общим происхождением объединяют в группу «альфа-элементов». При особо высоких температурах и плотностях эти процессы продолжают так называемыми «равновесными реакциями», в которых формируются элементы железного пика, вплоть до ^{56}Fe . Так что финальный продукт эволюционного термоядерного синтеза в самых массивных звездах — железная сердцевина.

Элементы с массовым числом больше 60 формируются из более легких элементов захватом нейтронов. Реакции захвата нейтронов бывают медленными (*slow*), с характерными временами $100 \div 100000$ лет, и быстрыми (*rapid*), с характерными временами меньшими, чем у последующего β -распада, т. е. $0,01 \div 10$ сек. Соответственно, реакции синтеза элементов через захват нейтронов называют s-процессом и r-процессом.

Сейчас основным местом, где во Вселенной идет s-процесс, считаются атмосферы звезд небольшой начальной массы, $1 \div 5 M_{\odot}$, на

стадии асимптотической ветви гигантов. Стадия асимптотической ветви (AGB) следует за горизонтальной ветвью; это стадия горения гелия в слоевом источнике энергии. У AGB-звезды уже есть углеродно-кислородная сердцевина, вокруг нее горит слой гелия, а вокруг слоя гелия горит слой водорода. Такая конструкция неустойчива, и звезда испытывает время от времени тепловые встряски, во время которых ее атмосфера перемешивается, и во внешние слои атмосферы попадают тяжелые элементы из сердцевины. Там они могут вступать в ядерные реакции с гелием. В частности, главный механизм s-процесса представляется так: из глубины AGB-звезды всплывают «карманы», наполненные радиоактивным ^{13}C ; этот тяжелый углерод реагирует с гелием с обильным выделением нейтронов: $^{13}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow \text{n} + ^{16}\text{O}$. Такова главная реакция s-процесса; есть и другие, например, $^{22}\text{Ne} (\alpha, \text{n}) ^{25}\text{Mg}$ (к ядру неона присоединяется альфа-частица, вылетает нейтрон, и остается ядро магния-25). Таким образом, в межоболочечном пространстве (под водородной, но над гелиевой оболочкой) образуется нейтронсодержащая среда. Впрочем, плотность нейтронов тут невелика, $n_n \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$, и поэтому дальнейшие реакции захвата ядрами нейтронов протекают медленно — идет s-процесс. Основными элементами, обязанными своим происхождением именно s-процессу, считаются стронций, барий, свинец, итрий, цирконий, лантан; но на самом деле s-процесс поставляет в разных количествах полный спектр элементов с массовыми числами от 60 до 209.

Для реакций быстрого захвата нейтронов требуются высокие плотности нейтронов и высокие температуры, и исследователи расходятся во мнении, где именно в космосе самое лучшее место для протекания r-процесса. Некоторые считают, что r-процесс лучше всего может протекать при слиянии двух нейтронных звезд. Но большинство все же отдает предпочтение сверхновым звездам: именно они в момент вспышки наилучшим образом обеспечивают высокие температуры и плотные пучки нейтронов. Именно взрывной нуклеосинтез сверхновых II типа считается основным источником таких элементов как европий, рений, иридий, осмий, платина и др.

Вообще, сверхновые звезды играют ключевую роль в химической эволюции межзвездной среды и галактик в целом. Сверхновые II типа, предшественниками которых являются звезды с начальной массой больше $10 M_{\odot}$, не только синтезируют тяжелые элементы в

г-процессе, но и выбрасывают в окружающую среду все то, что было насинтезировано звездой за все время ее жизни и хранилось в ее сердцевине: углерод, кислород, магний, серу... А у сверхновых типа Ia вообще уникальная роль: они — главные поставщики железа. В небольших количествах железо выбрасывают из сердцевины и SNI; но если бы железо производили только массивные звезды, его наблюдалось бы в 3 раза меньше по отношению к кислороду, чем наблюдается, например, в солнечной атмосфере. А вспышка SNIa представляет собой термоядерный взрыв белого карлика в тесной двойной системе, превысившего предел Чандрасекара ($1,44 M_{\odot}$) в результате аккреции вещества с соседней звезды. Такой взрыв порождает гигантское количество радиоактивного никеля ^{56}Ni — по оценкам разных моделей, от $0,15 M_{\odot}$ до $0,6 M_{\odot}$ на один взорвавшийся белый карлик! Этот радиоактивный никель потом полностью распадается в железо, в ^{56}Fe , на временной шкале несколько месяцев. Такое производство свежего железа в разы превышает все остальные источники и является главным в галактиках.

5.4. Простая модель химической эволюции

Для расчета суммарной массы элементов тяжелее гелия, которые по общей логике должны со временем только прибавляться в галактике из-за того, что ее звезды рождаются, эволюционируют и выбрасывают продукты эволюции в межзвездную среду для включения в последующие поколения звезд, в 1960-х — начале 1970-х годов была сформулирована «простая» модель химической эволюции (Schmidt, 1963; Searle, Sargent, 1972; Pagel, Patchett, 1975), которая допускает аналитическое решение. Как и положено простой модели, она начинается с кучи упрощающих допущений.

- Замкнутость системы. Изучаемая область пространства замкнута: нет обмена массой с окружающей ее внешней средой — ни втекания, ни вытекания вещества, полная масса сохраняется.

- Нулевые начальные условия. В начальный момент времени металличность равна нулю, и звезд нет еще совсем, т. е. эволюция стартует с газа первичного химического состава.

- Однородность. Газ хорошо перемешивается по всему объему на короткой временной шкале, и новое поколение звезд образуется с той *единой* металличностью, которая на данный момент существует в газе системы.

- Приближение «мгновенного возврата». Поскольку тяжелые элементы производятся в основном массивными звездами, то считается, что только что образовавшееся поколение звезд выбрасывает новые синтезированные тяжелые элементы в тот же момент, как образуется. Для кислорода, который доминирует в общей массе тяжелых элементов, это хорошее приближение: синтезирующие его звезды живут менее 10^7 лет, а характерные времена химической эволюции галактик – миллиарды лет.

- Постоянная во времени начальная функция масс звезд. Задавая солпитеру начальную функцию масс звезд и предполагая, что звезды с начальной массой менее $8 M_{\odot}$ оставляют после себя белый карлик, а более массивные – нейтронную звезду, получаем долю массы поколения звезд, навсегда запертую в маломассивных звездах и темных остатках, около 80%.

Обозначения:

- $S(t)$ – относительная общая масса всех звезд, родившихся к моменту t , нормированная на суммарную массу газа и звезд в системе, равную 1;

- $\mu(t)$ – относительная масса газа в системе в данный момент t ;

- $\alpha = 0,8$ – доля массы поколения, запертая в долгоживущих объектах; $\beta \equiv 1 - \alpha = 0,2$ – доля массы поколения, мгновенно (sic!) возвращаемая в межзвездную среду в ходе эволюции;

- p' – доля массы поколения, преобразованная в новые тяжелые элементы, выброшенные потом наружу; $p \equiv p'/\alpha$ – «yield», т. е. относительный выход тяжелых элементов. Согласно прикидкам (Talbot and Arnett, 1973), $p = 0,01 \div 0,02$.

Закон звездообразования Шмидта: $dS/dt = A\mu^n$; тогда характерное время звездообразования $\tau_0 = (\alpha A)^{-1}$.

Модель химической эволюции галактики всегда включает в себя совместное решение двух уравнений сохранения: уравнения сохранения общей массы и уравнения непрерывного изменения массы всех тяжелых (или одного какого-то) элементов. В простой модели решаем эти уравнения аналитически. Итак, уравнение сохранения массы:

$$\mu = 1 - \alpha S$$

$$d\mu = -\alpha dS$$

$$d/dt (\ln(1/\mu)) = -(1/\mu)(d\mu/dt) = (\alpha/\mu)(dS/dt)$$

Теперь перейдем к решению уравнения изменения массы тяжелых элементов $Z\mu$ в межзвездной среде: убыль – в процессе звездообразования ушли в новое поколение звезд вместе с газом, прибыль – выброс уже ранее существовавших элементов, вошедших вместе с газом в звезды в предыдущем акте звездообразования, плюс вновь синтезированные тяжелые элементы.

$$d(Z\mu) = p'dS + Z(\beta - p')dS - ZdS$$

Решаем:

$$\frac{d(Z\mu)}{dS} = p'(1-Z) - \alpha Z$$

$$\frac{\mu dZ + Zd\mu}{dS} + \alpha Z = p'(1-Z)$$

$$\frac{\mu dZ - \alpha ZdS}{dS} + \alpha Z = p'(1-Z)$$

$$\frac{\mu dZ}{\alpha dS} = p(1-Z)$$

Делаем в левой части подстановку из первого уравнения для $\alpha dS/\mu$ и получаем:

$$\frac{dZ}{d\left(\ln \frac{1}{\mu}\right)} = p(1-Z) \approx p$$

$$Z = p \ln \frac{1}{\mu}$$

– независимо от показателя степени в законе Шмидта $n!$ Если положить $n=1$, то в простой модели металличность звездной системы линейно растет со временем, а после полного исчерпания газа средняя металличность всех образовавшихся звезд $Z_{\odot} = p$. Вот потому yield так близок к солнечной металличности $Z_{\odot} = 0,02$, которая (плюс-минус немножко) наблюдается в большинстве галактик.

Однако очевидно, что многие допущения простой модели в реальной жизни должны быть пересмотрены. Например, допущение мгновенного возврата справедливо только в отношении эволюции химических элементов, синтезирующихся в самых массивных звездах: время жизни таких звезд пренебрежимо мало по сравнению с

возрастом галактик (или, что важнее, по сравнению с динамическими временами массивных систем), и действительно они выбрасывают вновь синтезированные элементы практически мгновенно после своего формирования. Таким образом, приближением мгновенного возврата можно пользоваться, если вы рассматриваете эволюцию обилия магния или кислорода. Однако уже в отношении азота, который формируется в звездах промежуточных масс, $3 \div 8 M_{\odot}$, на поздних стадиях эволюции, т. е. на временах порядка 10^8 лет, это приближение несправедливо.

А уж когда вы обращаетесь к железу, основным поставщиком которого служат сверхновые типа Ia (характерное время от образования «предшественника» SNIa до взрыва $1 \div 3$ млрд лет), тут приближение мгновенного возврата дает совершенно нереалистичную картину эволюции. Это ясно просто из детального рассмотрения источников синтеза элементов.

Немного сложнее обстоит дело с приближением «замкнутой системы». Действительно, если мы рассматриваем целиком галактику, которая к тому же не является взаимодействующей, почему бы ей не быть замкнутой? Поначалу модели химической эволюции, даже численные, а не аналитические, пытались держаться в рамках приближения замкнутости системы, и только очевидные неудачи этих моделей объяснить наблюдательные данные заставили модельеров в конце концов отказаться от этого приближения. Действительно, замкнутость системы, как показывает простая модель, приводит к тому, что современная металличность галактики однозначно связана с относительным количеством газа в ней. Когда газ полностью исчерпывается, средняя металличность звезд в галактике однозначно приходит к значению «выхода» (*yield*), а поскольку «выход» примерно равен Z_{\odot} , это означает, что все галактики без собственного газа должны иметь одну и ту же, а именно солнечную, металличность. Но как тогда быть с корреляцией «светимость—металличность» для эллиптических галактик?

Но хуже всего предсказания простой модели согласуются с наблюдениями звезд в диске нашей собственной Галактики, для которого — к несчастью для теоретиков — есть очень много очень точных наблюдательных данных по химическому составу газа и звезд, а также планетарных туманностей, звездных скоплений и других объектов весьма разного возраста.

5.5. Химический состав звезд в Галактике

Наша Галактика, как известно, — спиральная и, следовательно, многокомпонентная. На сегодня в ней выделяют четыре главные структурные единицы, различающиеся не только формой и динамикой, но также происхождением и эволюцией: звездное гало, толстый диск, тонкий диск (звезды этих трех компонентов мы можем наблюдать в окрестностях Солнца), а также балдж, который концентрируется в пределах примерно 2 кпк от центра Галактики и виден нам через немногочисленные дырки в пылевом слое галактического диска — так называемые «окна Бааде»; балдж весьма труден для спектральных наблюдений в оптическом диапазоне.

Звезды из окрестностей Солнца распределяют по этим структурным компонентам, исходя из данных об их химическом составе и скоростях. В качестве индикатора химического состава обычно используют индекс металличности $[Fe/H]$. Это десятичный логарифм обилия железа к водороду по отношению к этому же обилию у Солнца (т. е. $[Fe/H] = -1$ говорит о том, что относительное содержание железа у звезды в 10 раз меньше солнечного). Звезды с примерно солнечной металличностью ($[Fe/H] > -0,4$) и небольшими относительными скоростями, т. е. вращающиеся в Галактике вместе с Солнцем, относят к тонкому диску. Звезды с большими относительными скоростями и металличностью в интервале $[Fe/H] = -0,4 \div -1,0$ относят к толстому диску. Звезды, скорость которых относительно Солнца составляет $200 \div 300$ км/с, т. е. вовсе не вращающиеся в Галактике, бедные металлами ($[Fe/H] < -1,0$), — это звезды гало. Звезды различных компонентов различаются и по возрасту: гало и толстый диск — старые, а в тонком диске встречаются звезды всех возрастов, вплоть до новорожденных.

Про химический состав звезд тонкого диска писать просто: он солнечный. Не только полная металличность звезд тонкого диска близка к солнечной, но и соотношения обилий различных элементов такое же, как на Солнце. Выделяют группы элементов близкого происхождения: элементы «железного пика» — Fe, Ni, Sc, V; α -элементы, образующиеся в реакциях α -захвата, — O, Mg, Ca, Ti; элементы, рождающиеся в центрах массивных звезд в результате горения гелия, — C, Ne, S; и, наконец, стоящий совсем особняком азот, производителем которого (чисто из феноменологических соображений!) назначены звезды промежуточных масс, $2 \div 8 M_{\odot}$. Так, соотношение всех

этих элементов между собой в звездах тонкого диска такое же, как на Солнце: оно считается эталоном химического состава звездной системы, в которой звездообразование шло с примерно постоянной, небольшой (не более $1 M_{\odot}$ в год) интенсивностью в течение нескольких миллиардов лет.

И вот тут нужно рассказать о так называемой проблеме, или парадоксе, G-карликов (т. е. звезд главной последовательности спектрального класса G). В замкнутой системе со звездообразованием металличность звезд со временем должна возрастать, потому что звезды в процессе эволюции производят новые тяжелые элементы, выбрасывают их в межзвездную среду, из которой рождаются следующие звезды, которые производят новые тяжелые элементы, выбрасывают их в межзвездную среду, из которой опять рождаются звезды... Ну и так далее.

И кажется естественным, что чем позже по времени родилась звезда, тем больше должно быть в ней тяжелых элементов. Так вот, в тонком диске нашей Галактики это не так: хотя звездообразование в нем шло по крайней мере последние 8 млрд лет, но корреляция «возраст–металличность» у звезд тонкого диска отсутствует. Если мы рассмотрим совокупность G-карликов – звезд, похожих на наше Солнце (карлик спектрального класса G2), – то их время жизни на главной последовательности около 9 млрд лет. Это означает, что среди G-карликов тонкого диска должны встречаться звезды всех возрастов, от 0 до 9 млрд лет. И, соответственно, всех металличностей! Однако на самом деле у *всех* G-карликов диска металличность солнечная! В распределении G-карликов по металличности нет «хвоста» в сторону низких металличностей; это распределение напоминает гауссиану с шириной, сравнимой с ошибкой измерений.

Именно этот наблюдательный факт заставил отвергнуть для диска нашей Галактики простую модель химической эволюции, и в первую очередь два допущения такой модели: замкнутость системы и нулевой стартовый уровень металличности. Именно парадокс G-карликов породил необходимость моделей химической эволюции с аккрецией внешнего газа для дисков спиральных галактик, о чем будет рассказано ниже.

В толстом диске нашей Галактики не просто пониженная металличность звезд – там начинает меняться соотношение обилий разных групп элементов: с убыванием $[Fe/H]$ от $-0,4$ до $-1,0$ растет от-

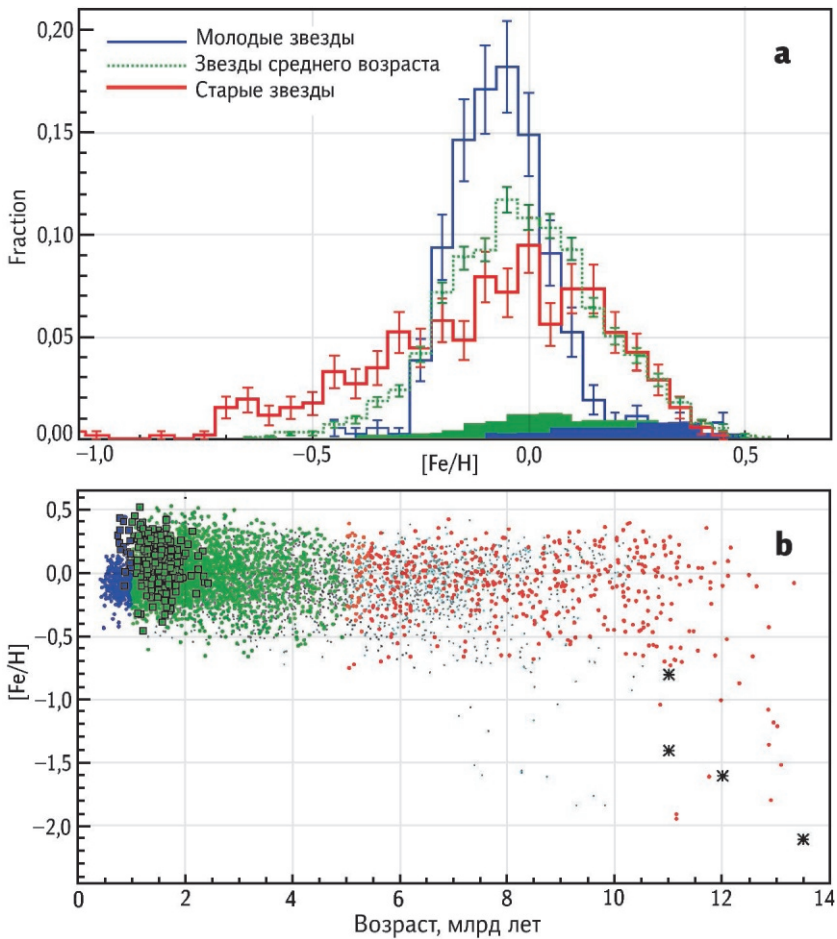


Рис. 5.6. Парадокс G-карликов в диске нашей Галактики: *a* – распределение G-карликов по металличностям; *b* – отсутствие корреляции «возраст–металличность». Рисунки из статьи Casagrande et al., 2011.

носительное обилие α -элементов, $[Mg/Fe]$ и $[Ca/Fe]$, от 0 до $+0,2 \div +0,3$, а кислорода, $[O/Fe]$, даже до $+0,4 \div +0,5$. Если нарисовать ход $[Mg/Fe]$ в зависимости не от $[Fe/H]$, а от $[Mg/H]$ (что ближе к суммарной общей металличности звезд, поскольку магний формируется синхронно с кислородом, а кислород – самый обильный тяжелый элемент), то получится, что звезды толстого диска показывают переобогащение магнием по отношению к железу во всем интервале своих ме-

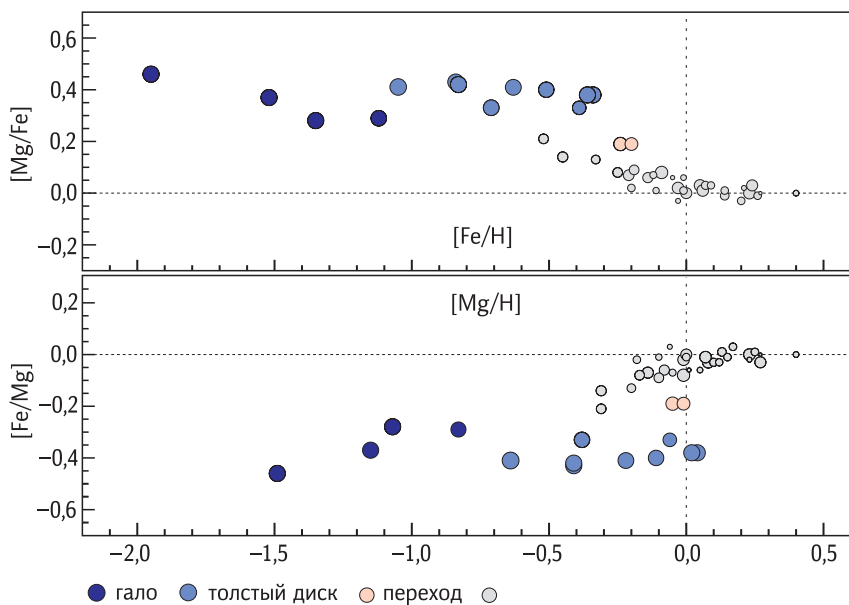


Рис. 5.7. $[Mg/Fe]$ в зависимости от обилия железа или от обилия магния для звезд толстого и тонкого диска нашей Галактики. На нижнем рисунке — скачок отношения магния к железу на *солнечной* металличности говорит о паузе в процессе образования звезд между формированием толстого диска (10–12 млрд лет назад) и началом формирования тонкого звездного диска нашей Галактики (8 млрд лет назад). Из работы: Fuhrmann, 1998.

талличностей, вплоть до $[Mg/H] \approx 0$, а на значении $[Mg/H] \approx 0$ (солнечная общая металличность) $[Mg/Fe]$ скачком падает до нуля и происходит переход к тонкому диску (рис. 5.7, Fuhrmann, 1998). Этот скачок $[Mg/Fe]$ вблизи солнечной общей металличности исследователи считают свидетельством паузы в звездообразовании длительностью $1 \div 2$ млрд лет между концом формирования толстого диска и началом формирования тонкого диска, формирования, которое продолжается и сейчас.

В звездах гало, где $[Fe/H] < -1,0$, соотношение обилия α -элементов и железа демонстрирует примерно постоянный уровень переобогащения магнием и кальцием, $\approx +0,2 \div +0,3$, а отношение $[O/Fe]$ слабо растет от $+0,5$ на $[Fe/H] \approx -1,0$ до $+0,7 \div +0,8$ на $[Fe/H] \approx -2,5$. Самая популярная сейчас идея интерпретации повышенного обилия кислорода и α -элементов по отношению к железу опирается на разницу масс,

а следовательно, и темпов эволюции, звезд, производящих основную долю этих элементов. Источниками α -элементов и кислорода являются звезды с массами больше $10 M_{\odot}$ и временами жизни меньше 10^7 лет. Источник железа — в основном SNIa, т. е. белые карлики в двойных системах, а их время жизни уже по определению больше 10^8 лет. Расчеты показывают, что образовавшееся во вспышке звездообразования поколение звезд, с полным спектром масс, выплеснет в межзвездное пространство весь вновь синтезированный магний и кислород уже через 10^7 лет после начала события, и, если звездообразование еще продолжается, эти элементы войдут в состав следующих поколений звезд. А вот пик частоты вспышек SNIa приходится на момент $1,5 \div 2$ млрд лет после возникновения родительского поколения звезд, и, следовательно, новое железо поступит в межзвездную среду с задержкой $1,5 \div 2$ млрд лет относительно нового магния и кислорода. В результате все эти $1,5 \div 2$ млрд лет будут рождаться звезды с переобогащением магнием и кислородом, и лишь после 2 млрд лет непрерывного звездообразования соотношение элементов начнет выравниваться и приближаться к солнечному. То, что звезды гало и толстого диска переобогащены магнием и кислородом, считается свидетельством того, что в этих старых подсистемах все звезды сформировались за время много меньшее 1 млрд лет.

Вполне определенные соотношения элементов, позволяющие строить предположения о ходе химической эволюции в гало, наблюдаются только для звезд в интервале металличностей $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,0 \div -2,5$. При металличностях ниже, $[\text{Fe}/\text{H}] < -2,5$, начинается сущий хаос: отношения различных элементов показывают разброс (на данном $[\text{Fe}/\text{H}]$) до порядка величины; этот разброс существенно превышает ошибки наблюдений. Естественное объяснение колоссального разброса химических свойств индивидуальных звезд — это то, что в каждой экстремально бедной металлами звезде гало запечатлен химический состав одной — и только *одной* — сверхновой II типа, взорвавшейся неподалеку в самые ранние моменты формирования гало. В зависимости от начальной массы предсверхновой соотношения синтезированных тяжелых элементов, выброшенных ею, могут меняться. Очевидно, самые бедные металлами звезды гало сформировались самыми первыми, очень быстро, когда индивидуальные выбросы сверхновых II типа еще не успели перемешаться по всему объему гало.

Если это объяснение верно, «рисунок» (соотношения) тяжелых химических элементов ($Z > 30$, $A > 60$) в атмосферах этих звезд должен точно соответствовать теории г-процесса, без примесей, которыми обычные звезды обязаны s-процессу. Проверили в наблюдениях — и это действительно оказалось так. Европия, который является главным продуктом г-процесса, в звездах гало с $[\text{Fe}/\text{H}] < -2,0$ очень много: $[\text{Eu}/\text{Fe}] = +0,9 \div +1,6$; а вот бария — типичного продукта s-процесса — меньше, чем обычно: при $[\text{Fe}/\text{H}] < -2,5$ логарифм отношения Ba/Fe (по сравнению с солнечным) падает ниже нуля и продолжает убывать с уменьшением общей металличности. Относительно легкие — самые легкие из тяжелых — элементы иттрий и цирконий, которые в обычных звездах приписывают s-процессу, в бедных звездах гало коррелируют с европием и вообще все соотношения тяжелых элементов отлично согласуются с предсказаниями теории г-процесса.

Интересный вопрос: с какого начального уровня металличности стартовало формирование звездного гало нашей Галактики? Есть ли в нашей Галактике звезды с нулевой металличностью, с «первичным» химическим составом? Специальный обзор, направленный на поиски самых малометаллических звезд в нашей Галактике, к настоящему моменту выявил всего семь звезд, имеющих $[\text{Fe}/\text{H}] < -4,5$ (рис. 5.8); звезда-чемпион имеет $[\text{Fe}/\text{H}] < -7,2$ (Bessell et al., 2015). Но это слишком малое число звезд с экстремально малым содержанием металлов для нашей Галактики — значимо меньше, чем предсказывают модели.

Более или менее приличная статистика по обилию элементов имеется только для звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] > -4$ (это $200 \div 300$ звезд с обилием железа в интервале $-4,0 < [\text{Fe}/\text{H}] < -3,0$). Но хотя семь «крайне малометаллических звезд» (EMP) — это еще не статистика, уже сейчас есть что бурно пообсуждать в отношении химического состава этих звезд. Все эти звезды, демонстрируя крайнюю слабость линий железа, тем не менее имеют в спектре сильную G-полосу (молекулы CH), по которой относительное обилие углерода в их атмосферах оценивается как $[\text{C}/\text{Fe}] = +1,6 \div +4,3$. Такое соотношение элементов не предсказывает ни один из известных механизмов нуклеосинтеза! Если в оценке общей металличности этих звезд опираться на углерод, а не на железо, их уже нельзя считать очень малометаллическими, а надо считать весьма средними звездами гало.

Сейчас выдвинуто две гипотезы относительно происхождения химического состава этих звезд. Они могут быть представителями (пока гипотетического) населения III, с изначально нулевой металличностью, но родившимися в тесной двойной системе с изначально более массивной звездой. Соседи, находясь на стадии AGB с сильно перемешанной атмосферой, могли через обмен веществом снабдить эти звезды продуктами своего нуклеосинтеза, в частности углеродом. А может быть, эти звезды – ранние представители населения II, образовавшиеся неподалеку от взорвавшейся пекулярной («слабой») сверхновой II типа. Модели таких сверхновых показывают, что они сбрасывают в окружающую среду только самые внешние оболочки, обогащенные самыми легкими из синтезированных элементов – в первую очередь углеродом. А железо, синтезирующееся во внутренних частях звезды, после взрыва сверхновой остается навек запертым в ее сжавшемся ядре. Окончательное заключение о природе звезд с $[Fe/H] < -4,5$ с их необычным соотношением различных тяжелых элементов еще впереди.

Последняя галактическая подсистема, химический состав которой надо обсудить, – это балдж. К балджу принадлежат несколько шаровых скоплений, металличность которых близка к солнечной, $[Fe/H] \approx -0,5 \div 0$. Были также исследованы обширные выборки звезд, не принадлежащих скоплениям, выбранных из так называемых «окон Бааде» в пределах 2 кпк от центра Галактики. Измеренные металличности этих звезд показали колоссальный разброс значений $[Fe/H]$: от $-1,3$ до $+0,5$. Распределение звезд по металличностям напоминает широкую гауссиану, с максимумом вблизи солнечной металличности, $[Fe/H] = -0,17$ (Rojas-Arriagada et al., 2014), с приставленным длинным «хвостом» в сторону малых металличностей. Соотношение отдельных элементов демонстрирует переобогащение кислородом и α -элементами. Однако в отличие от звезд в окрестностях Солнца, у которых солнечная металличность означает и солнечное соотношение элементов, звезды балджа сохраняют высокие отношения $[\alpha/Fe]$ и $[O/Fe]$ и при солнечном обилии $[Fe/H]$. Это означает быстрое (чтобы $[\alpha/Fe]$ было больше нуля) и очень эффективное (чтобы получить широкий интервал металличностей вплоть до суперсолнечных) формирование звездной системы. Как мы увидим ниже, по своему химическому составу балдж Галактики напоминает эллиптические галактики.

5.6. Средний химический состав звезд и газа в галактиках разных типов

Что касается других галактик, то исследовать детальный химический состав индивидуальных звезд мы можем пока только в ближайших из них — в карликовых спутниках нашей Галактики. В среднем они бедны металлами — как звезды гало нашей Галактики. Однако есть и существенное отличие — в соотношении обилий элементов. Звезды гало Галактики переобогащены кислородом и α -элементами во всем диапазоне своих металличностей, от $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$ и до самых бедных. А в ближайших сфероидальных карликовых галактиках переобогащение магнием и кислородом наблюдается только для звезд с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -2,0$. Далее с увеличением металличности $[\alpha/\text{Fe}]$ и $[\text{O}/\text{Fe}]$ падает, и уже звезды с $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1,3$ имеют солнечное соотношение элементов. Похоже, звездообразование на заре эволюции наших карликовых сфероидальных (dSph) спутников протекало вяло и долго по сравнению с более короткой и энергичной вспышкой звездообразования в гало Галактики.

У более далеких галактик мы можем оценивать только среднюю металличность, взвешенную по светимости звезд, привлекая эволюционный синтез для интерпретации интегральных спектров и линий поглощения в них, или же оценивать химический состав теплого газа, анализируя относительные интенсивности эмиссионных линий там, где они сильны в спектре галактики.

Недавние спектральные обзоры карликовых эллиптических галактик в близких скоплениях Virgo, Coma, Fornax показали, что они имеют умеренный общий дефицит металлов, $[\text{Fe}/\text{H}]$ от 0 до $-0,5$, а вот соотношение магния и железа в карликовых эллиптических галактиках оказалось строго солнечным. Похоже, идея о том, что маломассивные сфероидальные галактики развивают мощный галактический ветер на самых ранних стадиях своего формирования и тем самым быстро прекращают всякое звездообразование, должна быть отвергнута. Эпоха формирования звездного населения карликовых эллиптических галактик была весьма протяженной (см. обзор Tolstoy et al., 2009). В карликовых сфероидальных галактиках нашей Местной группы, *не являющихся* спутниками нашей Галактики или Туманности Андромеды (например, Tucana или Cetus), звездное население самое старое. Однако и там построение детальных диаграмм «цвет—светимость» для отдельных звезд показывает невоз-

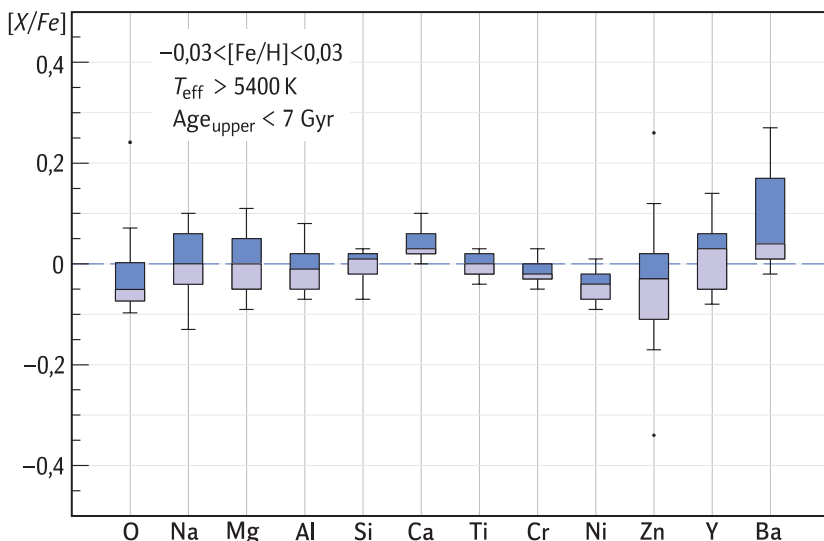


Рис. 5.8. Для звезд тонкого диска, моложе 7 млрд лет, показаны отношения различных элементов, от кислорода до бария, к железу. Все они — солнечные, в пределах ошибок измерений.

возможность описать все звездное население одной-единственной изо-хроной: длительность начальной эпохи звездообразования там была не меньше 3 млрд лет (Hidalgo et al., 2013).

Более крупные эллиптические галактики, в интервале светимостей $M_B = -20 \div -23$, в центре имеют средние металличности выше солнечной: $[Z/H] = +0,1 \div +0,6$; наружу вдоль радиуса металличность падает. Отношение магния к железу в больших эллиптических галактиках всегда больше солнечного: в среднем $[\alpha/Fe] = +0,3$, с небольшим разбросом $\pm 0,1$ dex. Интересны корреляции параметров химического состава звездного населения эллиптических галактик с их глобальными характеристиками. Согласно Trager et al. (2000), Howell et al. (2005) и некоторым другим работам, отношение $[\alpha/Fe]$ очень тесно коррелирует с дисперсией скоростей звезд, т. е. с массой галактики, а вот корреляция $[Z/H]$, т. е. общей металличности, с полной динамической массой галактики, вопреки ожиданиям, выглядит слабее. Тут надо добавить, что и средний возраст звездного населения коррелирует с массой галактики: в массивных галактиках все звезды старые, а в относительно небольших E-галактиках, с $\sigma < 150$ км/с, средний возраст звездного населения, как правило, не превышает

5–7 млрд лет, и наблюдается его значительный разброс от галактики к галактике. Корреляции $[\alpha/\text{Fe}]$ и среднего возраста звезд с массой галактики могут быть связаны между собой длительностью основной эпохи звездообразования: если во всех галактиках формирование звезд началось квазисовременно, то в тех из них, где оно продолжалось дольше, и $[\alpha/\text{Fe}]$ будет ближе к солнечному, и средний возраст звездного населения будет меньше, если осреднять по всей звездной системе.

Балджи спиральных галактик по своим средним характеристикам звездного населения близки к эллиптическим галактикам таких же (промежуточных) масс: у них тоже небольшое переобогащение α -элементами, на уровне $+0,1 \div +0,2$, а средняя металличность звезд близка к солнечной или чуть выше. А вот статистика химического состава для *дисков спиральных галактик*, к сожалению, пока не располагает достаточным количеством (и качеством) данных для звезд и опирается исключительно на измерения эмиссионных линий в спектрах, т. е. на данные по химическому составу теплого газа, возбуждаемого в основном молодыми звездами.

Самые сильные эмиссионные линии в спектре (стремгеновской) III-области, кроме бальмеровской водородной серии, — это линии кислорода, азота и серы. Поэтому массовые определения химического состава газа в спиральных и неправильных галактиках — это в первую очередь определения содержания кислорода и азота. К сожалению, достойных эмиссионных линий железа в оптической области спектра III-областей не наблюдается, и определить самый интересный эволюционный параметр, отношение $[\text{O}/\text{Fe}]$, для теплого газа дисковых галактик мы пока не можем. Зато кислород, обилие которого легко определяется по хорошо калиброванному отношению эмиссионных линий $[\text{OII}]\lambda 3727$ и $[\text{OIII}]\lambda 4959,5007$ к H β , — это вообще самый обильный из элементов, после водорода и гелия, и потому его содержание можно в нулевом приближении отождествлять с общей металличностью данного объема газа. Измеряется обилие кислорода обычно в экзотических единицах $12 + \lg(\text{O}/\text{H})$; для солнечной металличности эта величина равна 8,7 (Asplund et al., 2004).

Итак, какова же статистика по обилию кислорода в теплом газе дисков спиральных галактик? Согласно компиляции Пилюгина с соавторами (2004), в центрах спиральных галактик, занимающих интервал светимостей M_B от -18 до $-21,5$, наблюдаются весьма различ-

ные обилия кислорода: от 8,2 (т. е. $1/3$ солнечного обилия) до 9,1 (2,5 солнечного обилия). Как правило, вдоль радиуса наружу металличность падает; полный интервал изменений обилия кислорода от центра до радиуса R_{25} по изофоте 25^m в фильтре B , считающейся границей диска, составляет $0 \div -1$ dex (в нашей Галактике это примерно $-0,7$ dex), причем чем более ранний тип у галактики, тем, как правило, положе градиент. Если взять за характерную для данной галактики металличность величину $12 + \lg(\text{O}/\text{H})$ на расстоянии $0,4R_{25}$ от центра, то соотношение «металличность—светимость» (M_B) для дисков спиральных галактик демонстрирует превосходную линейную зависимость и аппроксимируется следующей формулой:

$$12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 6,93 - 0,079 M_B.$$

Неправильные галактики, являясь дисковыми, как и спиральные галактики поздних типов, тем не менее по светимости им уступают: лишь самые яркие из них, вроде Большого Магелланова Облака, достигают $M_B \approx -18$. Соответственно, и металличность газа в дисках неправильных галактик ниже, чем в дисках спиральных галактик: как правило, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) < 8,5$. Градиентов металличности в дисках неправильных галактик не заметно. Соотношение «металличность—светимость» по выборкам неправильных галактик получается значительно круче, чем для дисков спиральных галактик: согласно van Zee и Haynes (2006), $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 5,65 - 0,149 M_B$. В этой работе, где получены и собраны обилия кислорода и азота для трех дюжин неправильных галактик, есть интересное сопоставление металличности Z с долей массы газа в общей барионной массе галактики μ . Согласно простой модели химической эволюции, предполагающей замкнутость системы, эти величины связаны однозначным соответствием: $Z = p \ln(1/\mu)$. Коэффициент пропорциональности p , называемый «выходом тяжелых элементов» (*yield*), известен из теории эволюции и нуклеосинтеза звезд; для кислорода он равен $7,4 \cdot 10^{-3}$ (Meynet, Maeder, 2002).

Когда van Zee и Haynes (2006) нанесли свои измерения $Z(\text{O})$ для неправильных галактик на график, сопоставляя их с $\ln(1/\mu)$, примерно треть всех галактик легла на прямую с наклоном $7,4 \cdot 10^{-3}$, т. е. эти галактики — треть выборки — демонстрируют химическую эволюцию в согласии с предсказаниями простой (замкнутой) модели. Остальная, большая, часть выборки попала ниже этой прямой: эти

галактики имеют «эффективный выход» кислорода ниже теоретического до $3 \div 4$ раз. Понизить выход синтеза элемента можно двумя способами: либо удаляя из галактики вновь синтезированный кислород так называемым обогащенным галактическим ветром, либо, наоборот, добавляя в галактику газ с нулевым или очень малым содержанием тяжелых элементов через аккрецию межгалактических облаков. Однако аккреция, кроме того что она разбавляет содержание тяжелых элементов в газе диска, еще и добавляет туда лишнюю массу газа, а в выборке van Zee и Haunyes (2006) как раз самые богатые газом неправильные галактики показывают обилие кислорода, согласующееся с предсказаниями замкнутой модели. А для других, то есть для большей части неправильных галактик, верным объяснением пониженного эффективного выхода тяжелых элементов является, следовательно, обогащенный галактический ветер.

Интересно, что и в спиральных галактиках Пилюгин и др. (2004) намеряли пониженный эффективный выход кислорода – в среднем $2,7 \cdot 10^{-3}$. Однако в дисках спиральных галактик, в отличие от неправильных, пониженный эффективный выход кислорода объясняют постоянной аккрецией малометаллического газа, темп которой примерно совпадает с темпом звездообразования.

Замечательным и бурно обсуждаемым уже лет 30 свойством химического состава газа в неправильных галактиках является постоянство отношения обилий азота и кислорода: в интервале металличностей $12 + \lg(\text{O}/\text{H})$ от 7,2 до 8,5 величина $\lg(\text{N}/\text{O}) = \text{const} = -1,4$, причем на малых металличностях, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) < 8,0$, разброс вокруг этого плато очень мал – сравним с ошибками наблюдений. Интересно, что если с «богатой» стороны пристроить спиральные галактики, то на металличностях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) > 8,5$ отношение $\lg(\text{N}/\text{O})$ растет пропорционально $\lg(\text{O}/\text{H})$. Такое поведение обилия азота объясняют тем, что в неправильных галактиках азот «первичный», а в спиральных – «вторичный». В данном случае «первичный» означает, что элемент образуется в реакциях, темп которых не зависит от начальной металличности звезды; «вторичные» же элементы образуются, наоборот, в реакциях, скорость протекания которых зависит от исходного обилия тяжелых элементов – например, в CNO-цикле. В случае азота, «вторичное» происхождение – это CNO-цикл в звездах промежуточных масс, $4 \div 8 M_{\odot}$. Что касается «первичного» азота, есть две версии его происхождения, и обе успешно обоснованы: ли-

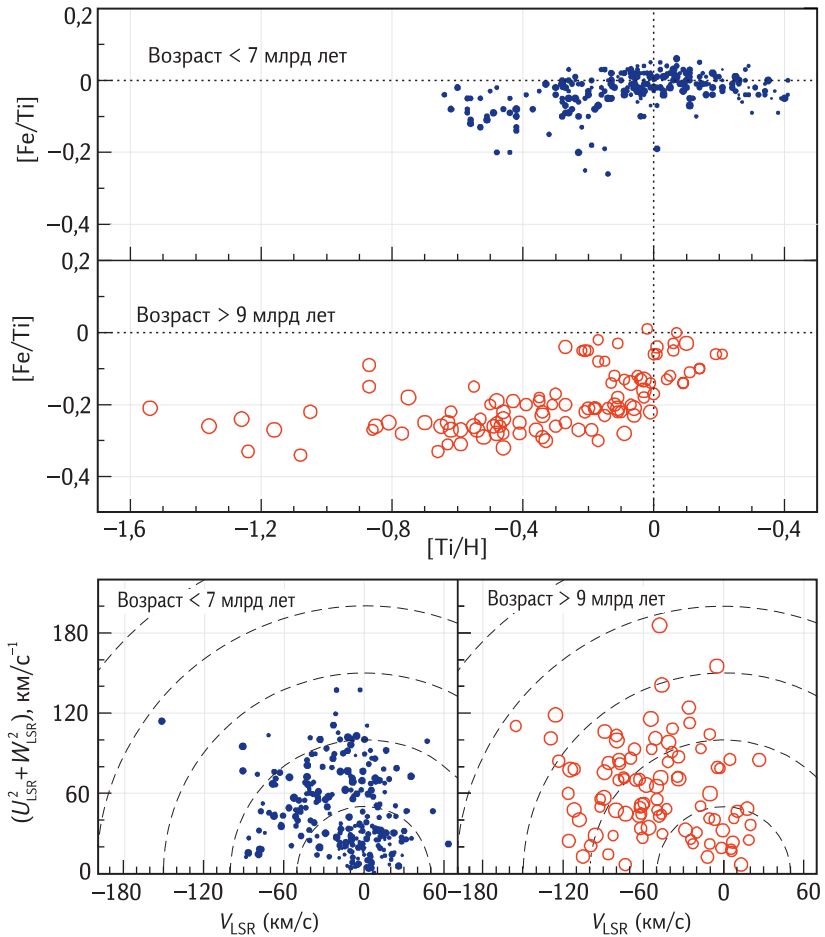


Рис. 5.9. Разница между звездами тонкого и толстого диска в отношении обилия титана и железа: для звезд моложе 7 млрд лет (тонкий диск) это отношение солнечное, для звезд старше 9 млрд лет (толстый диск) заметно переобогащение титаном в примерно 2 раза вплоть до достижения солнечной общей металличности.

бо это горение гелия в AGB-звездах (начальная масса звезд $1 \div 3 M_{\odot}$), с выбросом продуктов горения, углерода и кислорода, из слоя горящего гелия в слой горящего водорода с последующим превращением их в азот, либо это горение гелиевого ядра в массивных звездах с overshooting'ом (добавочной конвекцией на границе горящего ядра).

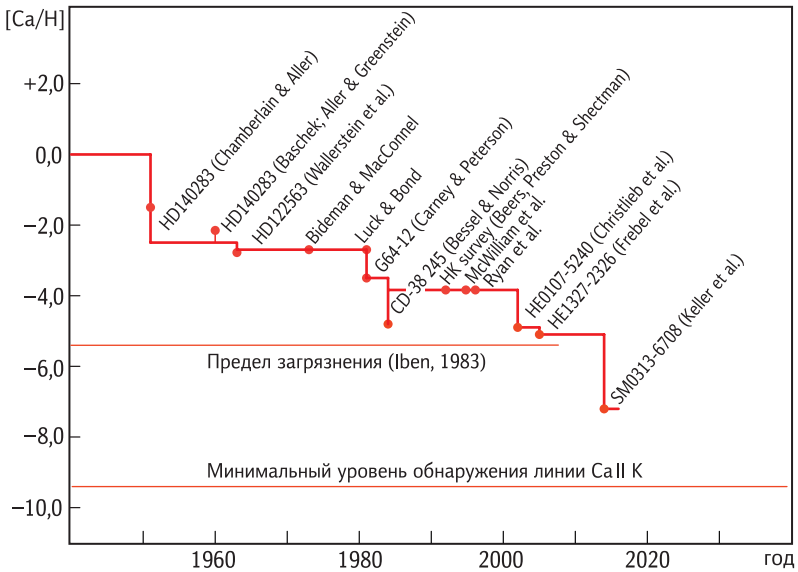


Рис. 5.10. История охоты за экстремально бедными металлами звездами в нашей Галактике. Предел загрязнения — это уровень, до которого звезда нулевой металличности может обогатиться тяжелыми элементами, блуждая 10 млрд лет сквозь межзвездную среду и аккрецируя ее на себя в режиме Бонди–Хойла. Ибен (1983) оценивает этот максимальный уровень загрязнения как $[Fe/H] = -5,7$. Согласно Сурдину и Шах (Surdin, Shah, 1995), в общем случае он не превосходит $[Fe/H] = -5$ и лишь в исключительных случаях может подниматься до $[Fe/H] = -4$. Из Frebel, Norris, 2015; Iben I., 1983.

Отдельная отрасль в исследовании химической эволюции Вселенной — рентгеновская спектроскопия межгалактического газа в скоплениях галактик. Когда его впервые обнаружили — газ с температурой в десятки миллионов кельвинов, составляющий куда большую долю барионной массы скоплений, чем светящиеся в оптике звезды галактик, — первая реакция исследователей была: наконец-то мы увидели первичный газ, из которого когда-то начали образовываться звезды. Однако после получения рентгеновских спектров и измерений сильных коротковолновых эмиссионных линий железа выяснилось, что в этом «первичном» газе довольно много металлов — в среднем 0,5 солнечного обилия. Никакой это не первичный газ, по крайней мере это не первичный газ в чистом виде — за дол-

гую жизнь скопления его успели сильно загрязнить продукты жизнедеятельности звезд, выбросы (ветры) из галактик.

Ряд интересных работ относительно деталей химической эволюции рентгеновского газа скоплений опубликовал с соавторами Алексей Финогенов. Им удалось измерить с достаточно высоким пространственным разрешением в близких скоплениях распределение тяжелых элементов — железа, кислорода, магния, кремния (Fino-guenov, David, Ponman, 2000; Bohringer et al., 2004, 2005). Как правило, продукты нуклеосинтеза массивных звезд — магний и кислород — распределены по скоплению весьма равномерно, однако обилие железа показывает явно выраженный градиент: на периферии его примерно 20% от солнечного обилия, а в центре скопления содержание железа в рентгеновском газе может до двух раз превышать солнечное. Отношение обилий железа и кислорода (магния) на радиусе меньше 100 кпк от центра скопления колеблется между $[\text{Fe}/\text{O}] = +0,1$ и $[\text{Fe}/\text{O}] = +0,5$.

Напомним, что в звездах эллиптических галактик, которые составляют доминирующее население центральных областей скоплений, все как раз наоборот: наблюдается переобогащение магнием по отношению к железу. Похоже, что из галактик выбрасываются наружу исключительно продукты нуклеосинтеза сверхновых типа Ia — это понятно, ведь молодые звезды сейчас в эллиптических галактиках практически не образуются, а сверхновые типа Ia продолжают взрываться, и их энергичные выбросы, особенно с периферии галактик, могут уходить и обогащать межгалактическую среду. Финогенов с товарищами оценили характерное время, за которое сверхновые типа Ia всех галактик скопления могут довести уровень обилия железа в межгалактической среде до наблюдаемого значения. Характерное время оказалось большим — порядка 10 млрд лет. Это лишний раз доказывает, что скопления галактик — весьма старые структуры, как и наполняющие их эллиптические галактики.

5.7. Примеры современных моделей химической эволюции

Поскольку современные модели химической эволюции практически никогда не обходятся без infall (втекания, или аккреции, газа) и/или outflow (оттока) газа, или галактического ветра, естественным путем их развития является включение в модель динамических механизмов, провоцирующих соответствующие движения газовых

масс. Такие модели уже называют «хемодинамическими». Простейшим видом хемодинамических моделей служат те, где учитывается нагрев газа и впрыск в межзвездную среду кинетической энергии звездным ветром массивных звезд и вспышками (сбросом оболочек) сверхновых. Однако понятно, что такие модели уже не могут быть аналитическими; в этом случае процесс моделирования заключается в выписывании всех необходимых уравнений сохранения (или баланса с источником) для каждого исследуемого химического элемента, для барионной массы системы в целом, для энергии и момента межзвездной среды, и далее эти уравнения решаются численно на некоторой пространственной и временной сетке.

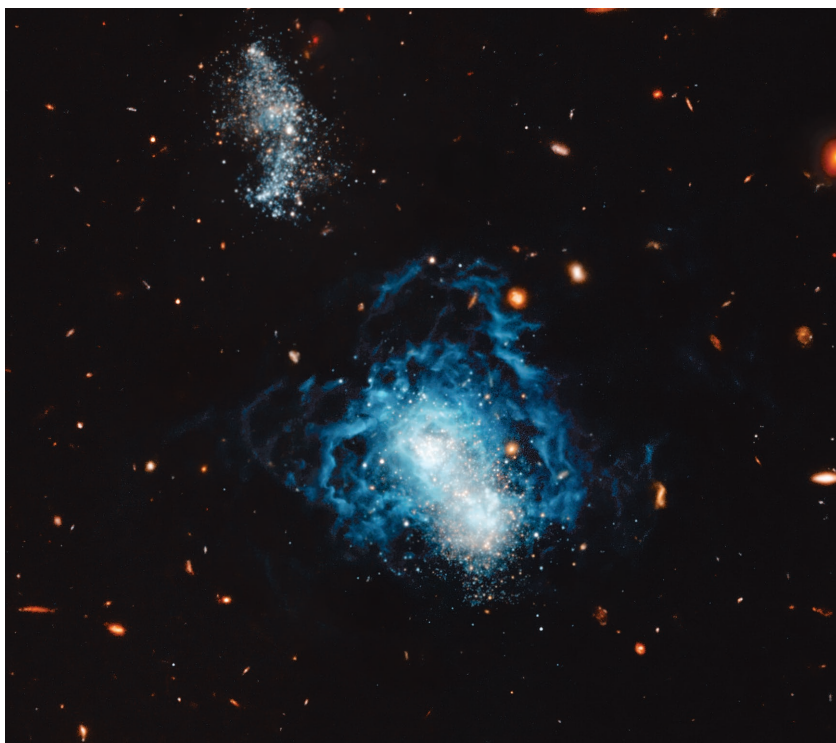


Рис. 5.11. Знаменитая карликовая неправильная галактика I Zwicky 18 (внизу) — чемпион по бедности металлами. Не исключено, что современную вспышку звездообразования в ней стимулировало гравитационное влияние ее небольшой соседки, расположенной на этом снимке выше и левее. Фото: космический телескоп «Хаббл» (NASA/ESA).

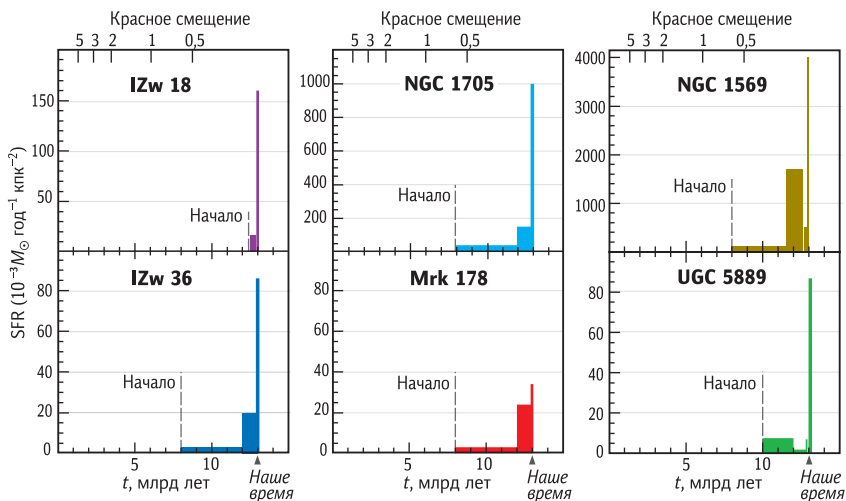


Рис. 5.12. Истории звездообразования некоторых близких карликовых неправильных галактик, разрешенных на отдельные звезды, восстановленные по их диаграммам Герцшпрунга—Рассела. Обращает на себя внимание IZw18, в которой звездообразование началось всего полмиллиарда лет назад (Tolstoy et al., 2009).

В литературе сейчас можно встретить великое множество моделей химической эволюции, и большинство из них, различаясь в деталях физики, тем не менее успешно объясняют всю совокупность доступных авторам наблюдательных данных. Далее я рассмотрю некоторые характерные примеры моделей химической эволюции для галактик разных морфологических типов, чтобы на этих примерах указать как на вполне установленные вещи, так и на пункты, остающиеся предметом дискуссий.

5.7.1. Неправильные галактики

Карликовые неправильные галактики (dIrr) и их крайний случай — голубые компактные галактики (BCDG) — очень популярны у исследователей химической эволюции, потому что считаются простыми объектами, испытавшими лишь очень небольшие эволюционные изменения: в них много газа и мало металлов. Большинство исследователей полагают, что процесс звездообразования в них происходит короткими вспышками, и основной механизм запуска вспышек — так называемое «self-propagating star formation», т. е. ударное (во всех смыслах) воздействие соседних областей звездообразова-

ния. Если где-то случайно родилась массивная звезда, она будет сначала источником могучего звездного ветра, а потом вспыхнет как сверхновая типа II. Ветер и сброшенная оболочка будут разлетаться в окружающую среду, сжимать межзвездный газ, и это приведет к развитию *стимулированного* звездообразования. Вероятность вспышки звездообразования в данном месте пропорциональна количеству примыкающих областей, где уже идет звездообразование, значит, чем меньше по размерам галактика, тем сильнее в ней флуктуирует интегральная интенсивность звездообразования. По этой логике, последовательности размеров неправильных галактик соответствует последовательность режимов звездообразования: BCDG — dIrr — Irr типа LMC демонстрируют соответственно короткие вспышки звездообразования с долгими перерывами между ними — долгие вспышки с короткими перерывами — постоянную во времени интенсивность звездообразования.

Самой бедной металлами из известных галактик считается система I Zwicky 18 (рис. 5.11) типа BCDG: ее металличность газа по кислороду равна $1/55$ от солнечной. Она привлекает особое внимание: исследователи спорят, испытывает ли она свою самую первую вспышку звездообразования — и тогда она самая молодая из близких галактик, — или же там все-таки есть очень слабая «подложка» из старых звезд (реконструкцию истории звездообразования в IZw18 см. на рис. 5.12).

Хемодинамическая модель Рекки и др. (2001) доказала, что всю совокупность наблюдаемых характеристик галактики IZw18 действительно можно получить в единичной вспышке звездообразования, случившейся $3 \cdot 10^7$ лет назад. В этой модели галактика представляет собой многокомпонентную систему: гравитацию полностью определяет темное гало массой $6,5 \cdot 10^8 M_{\odot}$, внутри гало находится газовый диск массой $1,7 \cdot 10^7 M_{\odot}$, в самом центре которого вспыхнуло звездообразование, породившее суммарно $6 \cdot 10^5 M_{\odot}$ звездного населения. Сама вспышка была мгновенной. После нее, с разным «отступом» по времени, происходили выбросы газа в звездном ветре, а затем выбросы вновь синтезированных элементов и энергии — во взрывах сверхновых сначала типа II, а потом и типа Ia (последние, как известно, более энергетичные). Численно рассчитана двумерная динамика газа (в предположении, что газовый диск осесимметричен) и его химическая эволюция. Расчет проделан до момента в 500 млн лет после вспыш-

ки. Действительно, вспышка звездообразования в центре такой маломассивной галактики породила галактический ветер — истечение газа за пределы гравитирующего гало. Развитие галактического ветра удалось проследить в деталях: сначала взрывы сверхновых типа II нагрели газ в «пузыре» вокруг центра, затем этот «пузырь» прорвался вдоль z -координаты, и началось истечение газа; а когда через 30 млн лет после вспышки начали взрываться сверхновые типа Ia, их выбросы уже почти полностью ушли по ранее открытому каналу прочь из галактики.

В модели Рекки и др. (2001) галактический ветер получается не просто обогащенным — мысль, что с галактическим ветром должны уходить в первую очередь продукты нуклеосинтеза сверхновых, высказывалась задолго до них. У Рекки и др. (2001) с галактическим ветром уходят в основном продукты нуклеосинтеза сверхновых типа Ia, а химические элементы, выброшенные сверхновыми типа II, в газе, который, остывая на ранних стадиях от взаимодействия с окружающим холодным газом, не выходит из диска, действительно частично остаются в галактике. Эта разница в судьбе выброшенного разными сверхновыми газа приводит к предсказанию: соотношение обилий α -элементов и железа в карликовой неправильной галактике должно быть выше, чем в окружающей галактику межгалактической среде. Это еще предстоит проверить.

В целом относительно химической эволюции карликовых галактик никто уже не сомневается, что галактический ветер играет здесь ключевую роль, но вот был этот ветер обогащенным или нет, а если он был обогащен, то какими именно элементами — тут споры продолжаются, и в разных моделях этот вопрос трактуется по-разному.

5.7.2. Спиральные галактики

Что касается больших спиральных галактик, то представления об их химической эволюции пока всецело базируются на данных о нашей Галактике, потому что ни одна другая галактика не может конкурировать с нашей по степени изученности, особенно в области статистики свойств звездных населений. Сфероидальная подсистема Галактики состоит в первую очередь из гало, чьих звезд довольно много вблизи Солнца, а во вторую очередь — из балджа, по которому данных гораздо меньше. Эта подсистема могла образоваться двумя принципиально разными путями: монолитным коллапсом прото-

галактического газового облака в масштабе динамического времени, т. е. времени свободного падения, составляющего несколько сотен миллионов лет (Эгген и др. 1962), или иерархическим слиянием карликовых систем. Естественно, современная космологическая концепция формирования галактик приветствует второй вариант, но наблюдения, как водится, всерьез ему противоречат.

Дело даже не в том, что гало как звездная система в основном динамически и химически довольно однородно и вряд ли могло собраться из различных звездных фрагментов в недавние времена, хотя время от времени все-таки появляются работы с заявлениями об обнаружении то противовращающихся групп звезд, то относительно молодых шаровых скоплений. Более того, прямо на наших глазах Галактика сейчас «рвет на куски» свой карликовый сфероидальный спутник dSph Sgr. Очевидно, какие-то взаимодействия и поглощения спутников имели место за долгую жизнь нашей Галактики, но обеспечили ли они основное звездное население нашего гало? Слава богу, достаточное количество карликовых спутников Галактики еще осталось непоглощенными, и мы можем отдельно изучать химический состав их звезд. Он принципиально отличается от химического состава звезд нашего гало: на одной и той же металличности звезды карликовых сфероидальных галактик имеют значительно меньшие отношения обилий $[\alpha/\text{Fe}]$, чем звезды гало. А как мудро заметила Моника Тоси (M. Tosi) в одном из своих обзоров, «нет убедительных механизмов, способных собрать бедное железом и богатое α -элементами звездное население [гало] из звезд, богатых железом и бедных α -элементами».

Так что маловероятно, что гало образовалось иерархическим слиянием карликовых звездных систем. Сейчас большинство исследователей предпочитает раннее и быстрое слияние газовых фрагментов, а это мало чем отличается от монолитного коллапса протогалактического облака в трактовке, скажем, Ларсона (см. главу 2). Поскольку масса сфероидальной звездной подсистемы нашей Галактики невелика, $\sim 10^{10} M_{\odot}$, то для нее берется та же модель химической эволюции быстрого звездообразования с галактическим ветром, и она превосходно работает (см., например, Prantzos, 2003).

Теперь обратимся к главной звездной подсистеме нашей Галактики — диску. В том же превосходном обзоре Моника Тоси (Tosi, 2003) можно найти список основных наблюдательных данных

по диску Галактики, которым должна удовлетворять любая солидная модель химической эволюции; он длинен, но достоин анализа. Итак,

- 1) современное распределение по радиусу диска Галактики интенсивности звездообразования (SFR);
- 2) современное распределение по радиусу диска Галактики поверхностных плотностей газа и звезд;
- 3) современное распределение по радиусу диска Галактики обилий различных химических элементов — берется из наблюдений спектров III областей (для газа) и ярких, далеко видимых В-звезд или цефеид (для молодых звезд);
- 4) распределение по радиусу диска Галактики обилий различных химических элементов в «более отдаленную эпоху» — из наблюдений спектров планетарных туманностей (точная датировка затруднена);
- 5) соотношение «возраст—металличность» звезд на разных галактоцентрических расстояниях;
- 6) распределение G- (и K-) карликов по металличностям — хорошо измерено в окрестностях Солнца;
- 7) современная функция масс звезд;
- 8) относительные обилия разных химических элементов, например [O/Fe].

Изучая этот список, можно заметить, что большинство ограничителей моделей химической эволюции диска Галактики — это радиальные распределения. Тут проявляется характерная черта традиционного подхода к моделированию эволюции дисков: в модели диски разбиваются на радиальные зоны (кольца), и эволюция каждой радиальной зоны моделируется независимо, исходя из значений плотностей звездного компонента и газа, а также темпов звездообразования в данном месте. Соответственно, и на выходе модели получаются радиальные изменения обилий элементов. Даже аккреция газа извне — неперемный атрибут всех современных моделей химической эволюции диска Галактики — в каждой радиальной зоне идет в своем собственном темпе. Странный пережиток эпохи моделирования замкнутых систем: сверху газ может падать, а из соседних радиальных зон не может приходиться. Между тем, как мы видели в главе о моделях динамической эволюции, радиальные потоки

газа в галактических дисках — обычное дело, особенно в присутствии бара. А бар в нашей Галактике точно есть.

Перейдем теперь к конкретным примерам моделей химической эволюции для диска нашей Галактики. Как уже упоминалось, у всех у них устоялось одно общее свойство — чтобы решить проблему G-карликов, они допускают аккрецию внешнего газа малой (чаще всего — нулевой) металличности. Причем темпы аккреции варьируются по радиусу Галактики: в центре падает сверху больше, чем на краях, и из-за этого центральные области диска завершают свое формирование раньше и с более высокой металличностью, чем внешние; в современной англоязычной терминологии это называется «формирование inside-out». Однако детали механизмов звездообразования и аккреции в разных моделях пробуются разные.

Модель Портинари и Киози (1999) отличается физической ясностью и прозрачностью допущений. Диск галактики в интервале радиусов $2 \div 20$ кпк разбит на кольца шириной 2 кпк; каждое кольцо эволюционирует независимо. Темпы аккреции внешнего газа падают со временем по экспоненте: $\dot{\sigma}_g = A(r) \exp(-t/\tau(r))$, где $\tau(r)$ — один из искомым параметров модели в каждом кольце, а $A(r)$ вычисляется из известного современного профиля плотности звездного диска Галактики. Для запуска формирования звезд из этого нападавшего газа в модели пробуют три варианта законов звездообразования. В простейшем эмпирическом законе Кенниката—Шмидта интенсивность звездообразования зависит только от поверхностной плотности газа, включающего все фазы — атомарную и молекулярную: $SFR \propto \sigma_g^{1.5}$.

Если учесть физическую идею, что спиральная волна плотности, сжимая газ в рукавах, стимулирует звездообразование, то темп звездообразования в кольце должен еще зависеть от разницы угловых скоростей вращения газа ($\Omega(r)$) и спирального узора (Ω_p) на данном радиусе (закон Оорта; Oort, 1974). Спиральный узор вращается твердотельно, и Ω_p не зависит от радиуса. Считая, что в рассматриваемом интервале радиусов газовый диск Галактики имеет плоскую кривую вращения, $V(r) = \text{const}$, получаем $\Omega(r) - \Omega_p \propto r^{-1}$. Портинари и Киози записывают закон Оорта в следующем виде: $SFR \propto \sigma_g^{1.0} r^{-1}$, и это второй вариант закона звездообразования, который они пробуют. А третий вариант — это закон Допита—Райдера (Dopita, Ryder, 1994), физика которого заключается в том, что течение звездообразования

квазиравновесно в условиях, когда гравитационная неустойчивость примерно компенсируется нагревом и вбросом турбулентной кинетической энергии от звездного ветра молодых звезд; тогда интенсивность звездообразования зависит и от плотности газа, и от плотности звездного населения.

Портинари и Киози используют закон звездообразования Допита—Райдера в следующем виде: $SFR \propto \sigma_{\text{tot}}^n \sigma_g^m$, где путем подгонки к наблюдаемой картине значения степеней фиксируются: $n = 1/3$, $m = 5/3$. Из всех многочисленных наблюдательных данных по диску нашей Галактики Портинари и Киози сосредоточились на подгонке градиента металличности: в их приближении, металличность межзвездной среды падает вдоль радиуса диска Галактики с постоянным шагом $-0,07$ dex на кпк, и именно этот наклон они и пытались получить на финальной стадии эволюции своей модели. Как оказалось, все модели с постоянной по радиусу временной шкалой аккреции дают слишком пологие градиенты металличности, следовательно, $\tau(r)$ должно расти вдоль радиуса, так, чтобы результат моделирования был успешным. Но даже и при таком допущении Портинари и Киози забраковали законы звездообразования Шмидта и Оорта, потому что с этими законами у них получалось слишком долгое характерное время аккреции газа на краю диска — это означало бы, что никакого протяженного звездного диска у нашей Галактики сейчас еще не должно было бы быть.

С законом Допита—Райдера модель дала неплохие результаты для градиента металличности, при фиксации монотонного роста параметра τ по радиусу от 0,1 млрд лет на $R = 2,5$ кпк до 3 млрд лет на радиусе, где расположено Солнце, а далее — константа. Единственное, что не удавалось воспроизвести ни при каких значениях параметров в начальной модели Портинари и Киози, это кольцо максимальной плотности газа и максимальной интенсивности звездообразования в нашей Галактике на радиусе 4 кпк; авторы отмечали, что без признания существования радиальных перемещений газа тут не обойтись. И в своей следующей работе Портинари и Киози (2000) ввели в модель эти радиальные потоки газа к центру, связав их с принятым уже к тому моменту присутствием бара в центре нашей Галактики. После этого радиальные зависимости как химического состава, так и темпов звездообразования и плотности газа встали на место: модель сработала.

Чуть более усложненная модель «двух втеканий» (two-infall), описывающая не только тонкий звездно-газовый диск Галактики, но и другие звездные подсистемы — толстый диск и внутреннее гало, — предложена командой Франчески Матеучи (Chiappini et al 1997). Согласно их сценарию, в жизни нашей Галактики было два дискретных эпизода аккреции внешнего газа первичного химического состава и, соответственно, были две дискретные эпохи звездообразования. В первом эпизоде, когда значительная масса газа упала на Галактику с характерным временем $1,5 \div 2$ млрд лет, сформировались внутреннее звездное гало и толстый диск. Потом был перерыв и в аккреции, и в звездообразовании, который длился около 1 млрд лет, а потом начался второй эпизод, в котором «изнутри наружу» (inside-out) формировался тонкий диск Галактики и который продолжается до сих пор. Характерное время аккреции газа в этом эпизоде, примерно равное и длительности основного звездообразования, растет вдоль радиуса диска Галактики: $t = 0,875 r - 0,75$, где радиус измеряется в килопарсеках, а время — в миллиардах лет. При такой параметризации характерное время аккреции внешнего газа на диск Галактики вблизи Солнца — около 8 млрд лет. В этой работе расстояние от Солнца до центра Галактики принимается равным $R_0 = 10$ кпк. Для звездообразования, описываемого законом Допита—Райдера, установлена пороговая плотность газа, $7 M_{\odot}/\text{пк}^2$; если плотность газа опускается ниже, звездообразование прекращается. Поскольку современная плотность газа в окрестностях Солнца как раз около этого значения, то звездообразование здесь и сейчас идет спорадически — то включается, то выключается.

Модель «двух втеканий» Киаппини и др. (1997) хорошо воспроизводит распределение близких маломассивных звезд по металличности, т. е. решает проблему G-карликов, а также согласуется с трендом отношения $[O/Fe]$ vs $[O/H]$ для звезд окрестностей Солнца и градиентом металличности вдоль радиуса диска Галактики, $-0,07 \text{ dex/кпк}$ в интервале $R = 4 \div 14$ кпк.

И, наконец, в модель диска Галактики в последние годы внесли не только радиальные потоки газа, но и радиальную миграцию звезд. Массовое радиальное смещение звезд на шкале миллиардов лет направлено в основном от центра Галактики, и звезды, которые образовались давно, а сейчас наблюдаются вблизи Солнца, несколько миллиардов лет назад могли родиться значительно ближе к цен-

тру Галактики и унаследовать от места своего рождения повышенную металличность и повышенную вертикальную дисперсию скоростей из-за более плотного окружения в месте своего рождения. Шонрих и Бинни (Schonrich, Binney, 2009) рассчитали химическую эволюцию диска Галактики с учетом радиального перемещения газовых облаков к центру, а звезд — от центра. Получилось совсем похоже на наблюдаемую картину, и даже отсутствие корреляции «возраст–металличность» для звезд-карликов в окрестностях Солнца благополучно смоделировалось именно благодаря радиальным миграциям звезд.

5.7.3. Эллиптические галактики

Модели эллиптических галактик, где все звезды старые, но где существует корреляция металличности с массой галактики, исторически опирались на концепцию галактического ветра: в малых галактиках, где потенциальная яма в центре неглубока, галактическому ветру легче удалить весь газ из галактики и остановить звездообразование, а с ним и химическую эволюцию. И это должно происходить на более ранних стадиях формирования, чем в массивных эллиптических галактиках. Однако наблюдательные оценки по близким галактикам показывают, что галактические ветра, похоже, не могут служить эффективным «удалителем» газа из маломассивной галактики: кинетической энергии наблюдаемых ветров недостаточно, чтобы газ *совсем* покинул галактику: он взлетает над диском, но потом, как правило, падает обратно («галактические фонтаны»). И наблюдаемые характерные времена звездообразования в карликовых сфероидальных галактиках, разрешаемых на звезды, — это несколько миллиардов лет (потому что таково солнечное отношение кислорода к железу и потому что таковы напрямую построенные истории звездообразования, Tolstoy et al., 2009), в отличие от гигантских эллиптических галактик, где это время заведомо меньше одного миллиарда лет (что ясно из повышенного отношения магния к железу в звездах).

В последние годы главным наблюдательным фактом, который пытаются объяснить модели химической эволюции эллиптических галактик, стало именно переобогащение магнием по отношению к железу. Наблюдательная статистика гласит, что чем больше масса эллиптической галактики, тем больше ее $[Mg/Fe]$; но повышенное

содержание α -элементов по отношению к железу — это как раз свидетельство короткой, $< 10^9$ лет, эпохи звездообразования, тогда как солнечное отношение α/Fe требует длительного цикла звездообразования — примерно как в окрестностях Солнца. Получается все наоборот по отношению к наивным ожиданиям и ранним теориям: основные звезды в массивных эллиптических галактиках образовались раньше, чем в маломассивных.

Сторонники раннего формирования эллиптических галактик продолжают свои усилия по согласованию требований получения в моделях корреляций «металличность—масса» и « $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ —масса». Уже высказано несколько перспективных предложений, откуда эти корреляции могут возникать, и все дружно соглашаются, что переобогащение магнием звезд эллиптических галактик противоречит сценариям иерархической концепции, согласно которой эллиптические галактики образовались совсем недавно, путем слияния дисковых галактик сравнимых масс. Действительно, в реальных дисках спиральных галактик соотношение магний/железо — солнечное, а именно их звездное население должно доминировать в продуктах слияний. Дэниел Томас и др. (Thomas et al., 2002) рассчитали эволюцию отношения α/Fe в эллиптических галактиках в рамках иерархической концепции; у них получилась *антикорреляция* α/Fe с массой и $[\alpha/\text{Fe}]_{\text{max}} < +0,15$. Это явно противоречит наблюдениям.

Неожиданный конфликт химии эллиптических галактик с предсказаниями иерархической концепции по их формированию обнаружился и при попытке промоделировать градиенты металличности звездного населения вдоль радиуса. Молодая исследовательница из Японии Чиаки Кобаяши, стажирясь в Германии как пост-док, рассчитала, как это принято у космологов, эволюцию всей Вселенной в рамках ΛCDM -модели, и из этой модельной Вселенной выбрала для рассмотрения несколько сотен модельных эллиптических галактик. Среди них (статистика-то большая!) нашлись как те, что испытали большой мержинг в последние 10 млрд лет, на $z < 2$, так и те, что прошли через это испытание раньше, на $z > 2$. Не вдаваясь в соотношение числа тех и других, Кобаяши (2004) сравнила модельные градиенты металличности тех и других и, не совсем уж неожиданно, обнаружила, что в галактиках, испытавших большой мержинг на $z < 2$, градиенты металличности *о-о-очень* пологие, $< -0,3 \text{ dex per dex}$ (то есть градиент логарифма обилия металлов на логарифм радиуса).

Ну, то есть со 100%-й вероятностью, если вы видите в эллиптической галактике градиент металличности круче $< -0,3 \text{ dex per dex}$, никакого большого мержинга в последние 10 млрд лет у нее быть не могло.

Осталось посмотреть на реальные градиенты. Ну, мы и посмотрели, используя для этого российский 6-метровый телескоп БТА Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН. В полдюжине гигантских эллиптических галактик (Baes et al., 2007; Lyskova et al., 2014). И оказалось, что если рассматривать только *внутренние* области гигантских эллиптических галактик, то градиенты металличности у всех у них круче этого критического уровня. Во внешних областях профилей металличности часто наблюдается излом, и металличность выходит на плато. Что это — достройка галактики извне наружу (inside-out) малым мержингом? Но внутренние области при этом не могли образоваться большим мержингом — там наблюдается слишком крутой градиент металличности звездного населения! Мы опять приходим к монолитному коллапсу протогалактического облака на больших красных смещениях — как к затравке для последующего формирования эллиптической галактики, быть может, через поглощение малых спутников *без газа* («сухой» малый мержинг).





Ядра галактик

6.1. Звездные ядра галактик

Вообще говоря, ядро – это самое интересное место в галактике, начало координат, особая точка, где сходятся пути многих радиально перераспределяющихся видов материи, составляющих галактики; это дно потенциальной ямы. Ядра галактик привлекли внимание астрономов еще в 1940-е годы, когда Карл Сейферт открыл в первых 12 галактиках «сейфертовские» ядра – активные, эмиссионные, очень яркие образования. Однако практически сразу было осознано, что источник энергии этих ядер нетепловой, незвездный; а так как сейфертовские галактики составляют всего 1% среди близких галактик, их исследование сразу выделилось в отдельную индустрию.

Ядра же обычных галактик далеко не сразу получили достаточное внимание. Более того, лишь относительно недавно было признано, что «ядра» есть в принципе у всех галактик, а не только у активных. В эпоху фотографической поверхностной фотометрии на измерение колоссального перепада яркости, имеющегося в любой галактике, не хватало динамического диапазона фотопластинки, центры галактик получались передержанными на снимках и исключались из рассмотрений. В основном по умолчанию считалось, что вокулеровский профиль яркости, характерный для балджей, можно дотянуть практически до самого центра. Общей точкой зрения было, что ядро – это просто центральная точка балджа. Когда же появились ПЗС-приемники, профили яркости в самых центрах галактик измерили и выяснили, что во вполне разрешимой – в несколько сотен парсеков – близости от центра характер профиля яркости меняется: он становится более пологим, чем ожидалось по закону Вокулера. Однако и тогда еще продолжали считать ядро только лишь центральной частью балджа.

При этом проводили аналогии с шаровыми скоплениями: в бесстолкновительной звездной системе (т. е. совсем без газа!) в резуль-

тате динамической релаксации в центре образуется изотермическое ядро, или сердцевина (тут русский язык недостаточно богат: в англоязычной литературе употребляют *core*, отличая его от *nucleus*; далее *core* я буду называть сердцевиной). В шаровых скоплениях поверхностная яркость изотермической сердцевины примерно постоянна по радиусу. Вероятно, то же самое может быть и в центрах эллиптических галактик. Однако когда в строй вступили телескопы на Гавайях и пространственное разрешение наземной поверхностной фотометрии улучшилось как минимум вдвое, выяснилось, что радиальные профили яркости во многих галактиках показывают в самом центре заметный избыток света, «нашлепку» над плоским профилем сердцевины (Kormendy, 1985). Значит, все-таки в ядрах есть какие-то добавочные по отношению к балджам звезды. Это все-таки особые звездные структуры. Но тут запустили космический телескоп «Хаббл», пространственное разрешение наблюдений улучшилось еще на порядок, и появилось такое разнообразие ядерных подструктур, что сейчас эта область описания галактик весьма напоминает зоопарк, причем зоопарк неупорядоченный.

Прежде всего, будучи измерена с разрешением лучше $0,2''$ (соответствует $16,5$ пк на расстоянии скопления Virgo), форма центрального профиля яркости в эллиптических галактиках оказалась довольно сложной. Первоначально, в ходе специализированного обзора, возглавляемого Тодом Лауэром, ее решили описывать так называемой формулой Нукера (Nuker's law), в которой аж 5 свободных параметров:

$$I(r) = 2^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}} I_b \left(\frac{r}{r_b}\right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_b}\right)^{\alpha}\right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}.$$

Это в общем-то кусочно-степенной закон: β — асимптотический наклон (показатель степени) на больших радиусах, а γ — то же самое, но на малых, $r \rightarrow 0$. Масштаб r_b разграничивает внутреннюю и внешнюю зоны с разной крутизной профиля яркости, а I_b — поверхностная яркость на этом самом радиусе r_b . Наконец, параметр α контролирует резкость перехода между внутренней и внешней зонами.

В первых работах (Yuun et al., 1996; Faber et al., 1997) по анализу профилей яркости в эллиптических галактиках по данным WFPC/HST (камера широкого поля телескопа «Хаббл») было объявлено двугорбое распределение по γ : или галактика имеет квазиизо-

термичную сердцевину ($0 < \gamma < 0,3$), или в центре наблюдается крутой подъем яркости, cuspr ($\gamma \sim 1 \div 2$). Первый тип профилей присущ ярким, массивным, слабо вращающимся эллиптическим галактикам с ящикообразными изофотами; cuspr 'ы встречаются чаще в менее ярких и быстрее вращающихся сфероидах с дискообразными изофотами. Позднее с разным характером центрального профиля яркости стали связывать разное происхождение как самих хозяйских галактик — сильно диссипативный или бездиссипативный мерджинг, — так и их центральных черных дыр (см. дальше). Впрочем, в более поздних исследованиях галактик ранних типов с WFPC2/HST провал между core - и cuspr -галактиками благополучно замылся (Rest et al., 2001), хотя корреляция γ с глобальными свойствами галактик сохранилась.

Затем в спиральных галактиках поздних типов телескоп «Хаббл» открыл *отделенные от балджей* звездные ядра — это оказались довольно слабые и очень компактные молодые звездные сверхскопления, обособленные структурно, эволюционно и динамически. Первым из наиболее изученных являлось ядерное звездное сверхскопление в близкой спиральной (Scd) галактике IC 342: это могучий конгломерат звезд общей массой $\sim 6 \cdot 10^6 M_{\odot}$, сформировавшийся, судя по интегральному спектру, ~ 10 млн лет назад и окруженный кольцом молекулярного газа радиусом $30 \div 70$ пк, в котором и сейчас идет звездообразование. Не все ядерные сверхскопления такие молодые (Sarzi et al., 2005; Rossa et al., 2006), но масса в один миллион солнечных масс для них действительно характерна.

По результатам обзора телескопа «Хаббл» было объявлено, что отдельные звездные ядра — ядерные сверхскопления звезд — обнаружены в 75% галактик поздних типов, Scd–Sm, в примерно 60% спиральных галактик ранних типов, Sab–Sb, и только в 30% линзовидных галактик. Впрочем, тогда же возникло подозрение, что это может быть чистый эффект селекции: в дисковых галактиках ранних типов из-за наличия балджа выше поверхностная яркость в центре, поэтому на ярком фоне труднее выделить звездное ядро.

И вот тут грянул очередной скандал. На телескопе «Хаббл» меняли аппаратуру на более совершенную, и вместо камеры WFPC2, где с наилучшим пространственным разрешением можно было наблюдать только поле размером $35''$, то есть только самые центральные части близких эллиптических галактик, появилась возможность наблюдать с камерой ACS, в которую с тем самым наилучшим раз-

решением 0,05" уже целиком влезала крупная галактика, например из скопления Virgo. Молодая команда под руководством Лауры Феррарезе и Патрика Коте заново провела фотометрический обзор скопления Virgo, а впридачу к нему и скопления Fornax — такого же близкого к нам, как и Virgo. Были получены изображения в нескольких цветах больших выборок эллиптических и линзовидных галактик — несколько сотен объектов. Поскольку поле зрения прибора теперь было большим и галактики помещались туда целиком, профили поверхностной яркости с хорошим пространственным разрешением были построены в полном диапазоне радиусов, от нуля до края галактики. И выяснилось, что не было нужды изобретать сложный закон Нукера с пятью параметрами! Профили поверхностной яркости эллиптических галактик оказались вокулеровскими, а профили поверхностной яркости балджей линзовидных галактик оказались серсиковскими с большой точностью; и только вблизи центров галактик наблюдались отступления от этих классических законов.

Но какие отступления! На рис. 6.1 приведены примеры профилей в порядке убывания светимостей галактик — от ярких к слабым. У ярких галактик наблюдается *недостаток* яркости в центре по отношению к глобальному серсиковскому профилю, экстраполированному к центру из более внешних частей галактики; у слабых галактик наблюдается *избыток* яркости в центре по отношению к глобальному серсиковскому профилю; и только у эталонных галактик с абсолютной звездной величиной строго $M_B = -20,0$ центральные профили яркости являются совершенным продолжением внешнего серсиковского закона.

Никакой дихотомии! Есть только плавная зависимость центрального избытка/недостатка яркости от полной светимости галактики. Ниже мы увидим, *что* это такое: у ярких галактик в центре — сверхмассивные черные дыры, а у слабых — светящиеся звездные скопления. Как красиво! Очень жаль, но классики фотометрии, которые выполняли первый фотометрический обзор галактик Virgo на HST, не поняли и не приняли эту красоту. И несколько лет на всех конференциях «били» молодежь, доказывая, что у них неправильные результаты.

Среди более протяженных, но все же ядерных структур стоит также упомянуть околядерные звездные диски с радиусом от десятков до сотен парсеков, встречающиеся в центрах галактик отно-

сительно ранних типов, т. е. располагающиеся глубоко внутри мощных сфероидальных балджей. Это вовсе не центральная часть больших внешних дисков — они, при экспоненциальном профиле яркости, имеют совсем другой масштаб, куда более компактный, чем у внешних дисков. Иногда между околядерным и внешним звездными дисками просто есть зазор — кольцевая дыра, заполняемая звездами балджа. Открыты околядерные звездные диски были вовсе не телескопом «Хаббл» — все началось гораздо раньше, со звездообразного ядра Туманности Андромеды. Мало того, что оно выделялось фотометрически, но Джон Корменди выявил в пределах $4''$ от центра еще и низкую дисперсию скоростей в сочетании с быстрым вращением: так было доказано, что «ядро» M31 — это динамически холодная подсистема, т. е. диск (Kormendy, 1988). Позднее были динамически отождествлены околядерные звездные диски в близких дисковых галактиках M81, NGC 3115, NGC 4594 и многих других. Космический телескоп «Хаббл» только добавил статистику фотометрически подозреваемых околядерных звездных дисков: по данным Рест и др. (Rest et al., 2001), они видны по крайней мере в половине наблюдавшихся галактик ранних типов.

Не столь несомненной, но зато бурно обсуждавшейся ядерной подструктурой является ядерный (мини-)бар. Мини-бары генетически связаны с околядерными звездными дисками, так как бары, в отличие от триаксиальных балджей, привязаны к дискам, это дисковые — то есть плоские — вытянутые структуры. Поскольку их пока в основном находят по фотометрическим данным, само их существование вызывает сомнение: «в профиль» бар невозможно отличить от сильно наклоненного диска. Приводится такой аргумент (Egwin, Sparke, 2002): центральные структуры видимым образом вытянуты не в том направлении, что внешние, глобальные диски галактик, значит, их проекции вытянуты не вдоль линии узлов плоскости галактики, значит, это триаксиальные структуры. Но ведь это могут быть и наклонные диски! Все упирается в вопрос происхождения и в динамику; и то, и другое пока выглядит туманным, и проблема ядерных баров остается открытой.

В главе 4, посвященной спектральной эволюции галактик, там, где рассказывалось про эволюционный синтез спектров, упоминалась проблема вырождения эффектов возраста и металличности звездных населений: если вы имеете на руках только один цвет или

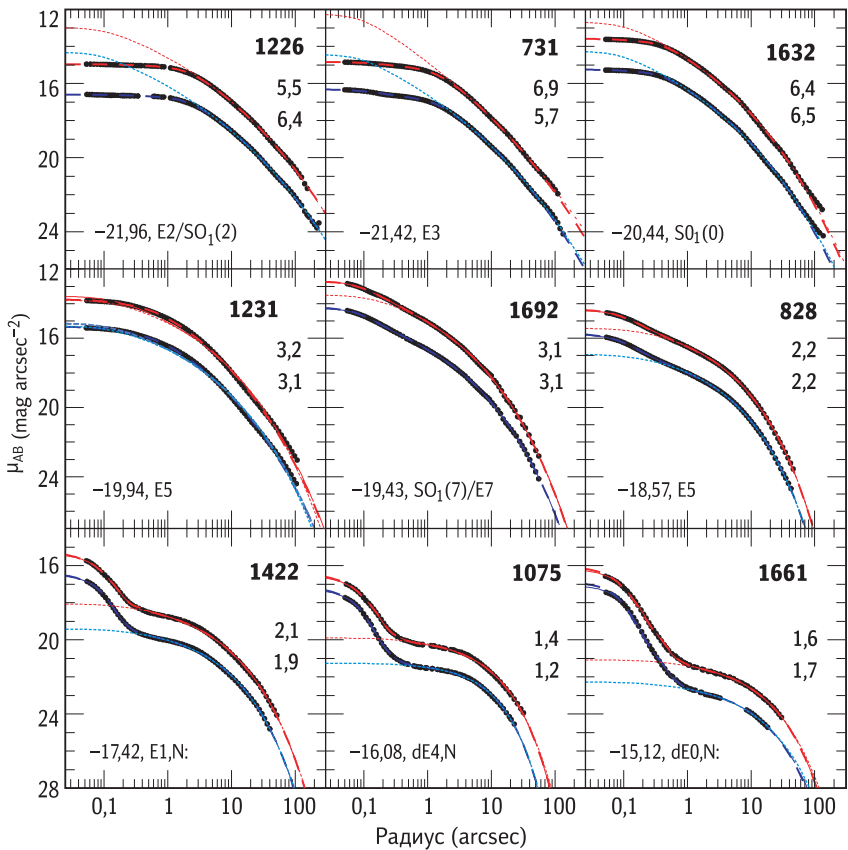


Рис. 6.1. Профили поверхностной яркости галактик скопления Virgo, полученные на космическом телескопе «Хаббл» в двух фильтрах, — как они систематически изменяются со светимостью галактики (от верхнего левого к нижнему правому графику). На каждом графике сверху справа номер галактики по каталогу VCC. Ниже два числа — индексы Серсика в фильтрах z (верхний) и g , наилучшим образом описывающие профиль яркости внешней части галактики. В нижнем левом углу указаны абсолютная звездная величина и морфологический тип галактики. По статье Cote et al., 2007.

измерение глубины линии только одного химического элемента в спектре, вы никогда не сможете сказать, отчего у вас звездная система голубая (или имеет мелкозатые линии металлов) — оттого, что молода, или оттого, что стара, но малометаллична. Однако есть все-таки такие линии в спектре, которые в некоторых диапазонах своих значений допускают вполне однозначную интерпретацию: это высо-

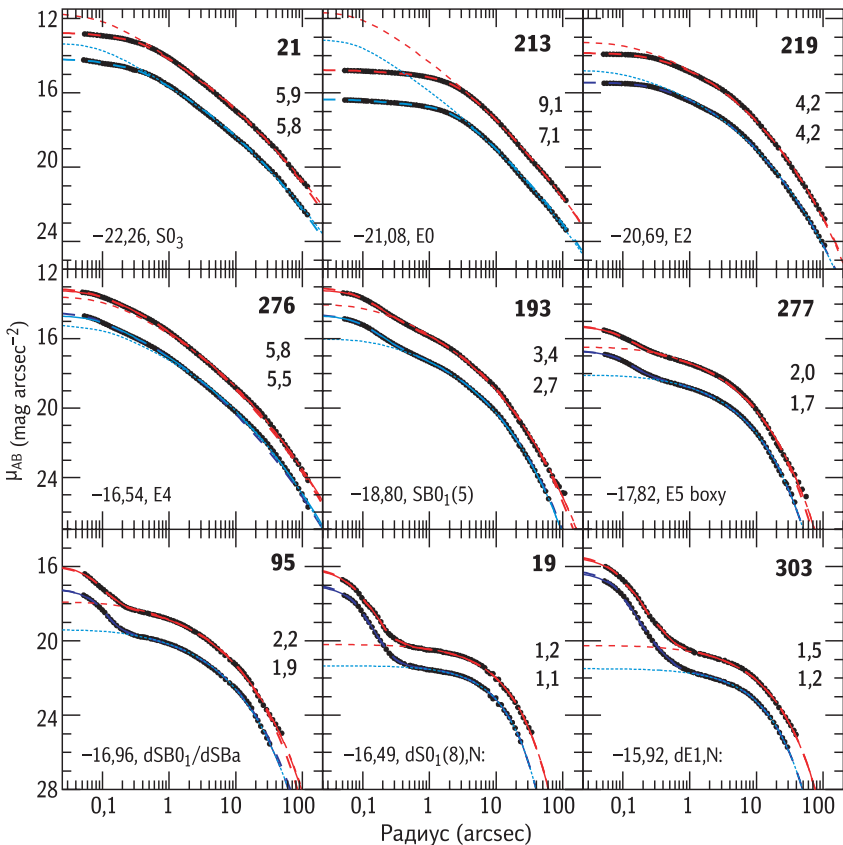


Рис. 6.2. Профили поверхностной яркости галактик скопления Fornax. В верхнем правом углу каждого графика – номер галактики по каталогу FCC. Остальные обозначения см. в подписи к рис. 6.1. По статье Cote et al., 2007.

кие порядки бальмеровской серии водорода, $H\beta$ и выше. Самые бедные металлами шаровые скопления имеют эквивалентную ширину $EW(H\beta) \approx 3 \text{ \AA}$; если же вы встречаете систему с $EW(H\beta) > 4 \text{ \AA}$, то она однозначно моложе миллиарда лет. Еще чувствительнее к возрасту звездного населения линии поглощения $H\gamma$ и $H\delta$.

В свое время я проводила спектральный обзор ядер 100 близких галактик различных морфологических типов на телевизионном сканере 6-метрового телескопа. Меня интересовало, есть ли систематические различия между спектрами ядер галактик различных морфологических типов, а если есть, то чем они вызваны. И первое, что

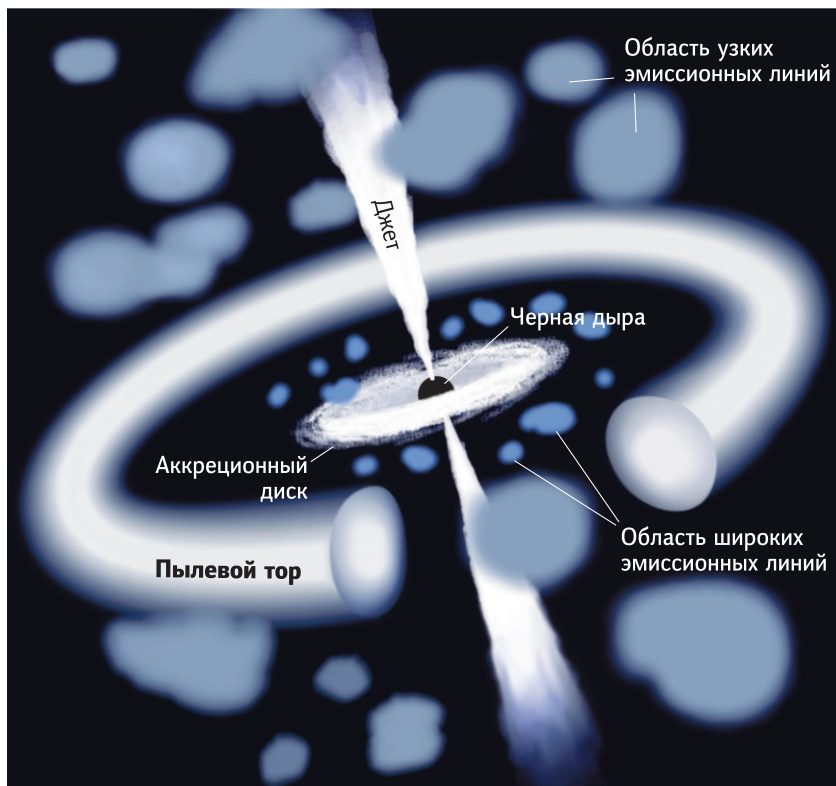


Рис. 6.3. Объединенная схема активного ядра галактики.

бросилось в глаза: при переходе от ранних морфологических типов к поздним в спектре ядер систематически менялись линии поглощения водорода. В эллиптических галактиках у 80% ядер на нашем тогдашнем уровне точности мы вообще не смогли заметить в шумах линии поглощения $H\gamma$ и $H\delta$ — их эквивалентная ширина была меньше 1 \AA . Линзовидные галактики, как известно, имеют такие же интегральные цвета, как эллиптические; казалось бы, и звездное население должно быть похоже. Но в 50% ядер линзовидных галактик спектральные линии поглощения $H\delta$ и $H\gamma$ оказались вполне заметными, и $H\gamma$ часто даже превышала по глубине соседнюю мощную линию железа $Fe I \lambda 4383$. Правда, вторая половина линзовидных галактик по спектрам ядер ничем не отличалась от эллиптических. Тип спектров ядер с $EW(H\delta) \leq 1 \text{ \AA}$ я назвала «Е-тип», т. е. тип, напоминающий спек-

тры ядер эллиптических галактик, а тип спектров с заметными бальмеровскими абсорбциями — «Н-тип».

Итак, линзовидные галактики разделились пополам между Е и Н, но точно такое же разделение продемонстрировали и спиральные галактики ранних типов, Sa–Sb! Оказалось, что, независимо от наличия глобального современного звездообразования в диске галактики, ядра всех дисковых галактик ранних типов в среднем похожи друг на друга и в среднем же отличаются от ядер эллиптических галактик. У поздних спиральных галактик типа Sc в спектрах ядер появляются бальмеровские эмиссии вместо бальмеровских абсорбций. Такой эмиссионный тип спектров я назвала «тип III». В целом ядра Sc-галактик разделились пополам между Н-типом (абсорбционные спектры) и III-типом (эмиссионные спектры). Моделирование показало, что последовательность III → Н → Е — это последовательность среднего возраста звездного населения. В III-ядрах звездообразование идет прямо сейчас, в Н-ядрах оно закончилось $1 \div 5$ млрд лет назад, а в Е-ядрах — больше 8 млрд лет назад. Таким образом, средний возраст звезд ядра оказался связан с глобальным морфологическим типом родительской галактики (Сильченко, 1993).

6.2. Газ в ядрах галактик

Здесь уместно заметить, что эмиссия эмиссии рознь, и не всегда наличие эмиссионных линий в интегральном спектре звездной (точнее, звездно-газовой) системы напрямую свидетельствует о текущем звездообразовании. Особенно об этом надо помнить наблюдательным космологам, которые, обнаружив в спектре далекой галактики эмиссионную линию [OII] λ 3727, сдвинутую красным смещением в оптическую область спектра, спешат измерить по ее интенсивности темп звездообразования в галактике. Газ могут ионизовать не только молодые горячие ОВ-звезды с планковским возбуждающим спектром, но и нетепловые источники со степенным спектром, гнездящиеся в активных ядрах галактик, а также высокоскоростные ударные волны, возникающие, например, на кромках мини-баров. К счастью, возникающие при этом наборы эмиссионных линий разного потенциала возбуждения демонстрируют разное соотношение интенсивностей, зависящее от механизма возбуждения. Это открывает возможность диагностики механизма возбуждения газа по соотношениям интенсивностей выбранных пар эмиссионных линий.

Наиболее хорошо просчитано как раз радиативно-рекомбинационное возбуждение газа ОВ-звездами — классические работы были сделаны еще в 1950-е годы (см., например, Burgess, 1958). Например, известно соотношение интенсивностей линий водорода, бальмеровской серии — так называемый бальмеровский декремент: $I(\text{H}\alpha):I(\text{H}\beta):I(\text{H}\gamma) = (2,5 \div 2,8):1:0,4$ для температуры газа 10 000 К. Так что если в наблюдаемом спектре НII-области соотношение $I(\text{H}\alpha):I(\text{H}\beta)$ больше 3, то это эффект селективного поглощения пылью, и вы можете прямо по наблюдаемому отношению $I(\text{H}\alpha):I(\text{H}\beta)$ определить количество пыли на луче зрения.

Другая популярная пара линий, $\text{H}\alpha$ и $[\text{NII}]\lambda 6583$, разделена всего 20 ангстремами, поэтому на отношение интенсивностей этих двух линий селективное поглощение пылью никакого влияния не оказывает. Расчет спектра газа, возбужденного ОВ-звездами, показывает, что при самых разных параметрах модели эмиссионная линия $\text{H}\alpha$ всегда как минимум в два раза сильнее линии $[\text{NII}]\lambda 6583$. Все другие механизмы возбуждения, наоборот, отдают предпочтение линии азота. Так что если в полученном вами спектре $I(\text{H}\alpha):I([\text{NII}]\lambda 6583) > 2$, то можете смело диагностировать возбуждение ОВ-звездами, рассчитывать темп современного звездообразования по интенсивности эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ (см. в разделе 4.7 о космической истории звездообразования формулу Кенникатта) и поглощение по отношению линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$. Если же эмиссионная линия $[\text{NII}]\lambda 6583$ такая же, как $\text{H}\alpha$, или сильнее ее, то, конечно, вы можете предположить безумно высокое содержание азота в газе (как предполагали даже корифеи для большинства ядер спиральных галактик ранних типов еще лет 40 назад), но, скорее всего, в этом галактическом ядре газ возбуждается не молодыми звездами, а чем-то другим.

Правда, если радиативно-рекомбинационный механизм для излучения газа НII-областей хорошо просчитан и теория здесь согласуется с наблюдениями, то в области активных ядер пока господствует феноменология: вы можете классифицировать исследуемую галактику как лайнер (LINER = Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions) или как сейферт (по имени открывателя Карла Сейферта), если в ее спектре соотношения эмиссионных линий похожи на соотношения этих же линий в спектрах уже признанных лайнеров или сейфертов. Более того, до сих пор нет согласия в вопросе природы возбуждения газа в ядрах лайнеров: в нужную область диаг-

ностических диаграмм попадают как спектры газа, возбуждаемого быстрыми ударными волнами, так и спектры газа, возбуждаемого низкоэнергетичным нетепловым источником. Самые мудрые исследователи, как всегда, склоняются к компромиссу: они предлагают считать класс лайнеров, выделенных в свое время Хекманом (Heckman, 1980) и Стауфером (Stauffer, 1982) по наличию сильных эмиссионных линий низкого возбуждения [NII], [OI] λ 6300, [SII] λ 6717, 6730 и т. д., неоднородным. Действительно, когда с помощью телескопа «Хаббл» посмотрели на лайнеры в далеком ультрафиолетовом диапазоне спектра, выяснилось, что у одних есть в центре яркий точечный источник, а у других — нет («УФ-яркие» и «УФ-слабые» лайнеры). Пока что в первом приближении мнение экспертов успокоилось на том, что в «УФ-ярких» лайнерах газ в центре возбуждается низкоэнергетичным нетепловым источником, а в «УФ-слабых» — ударными волнами.

Однако в целом вопрос частоты встречаемости нетепловых (незвездных) источников энергии в ядрах галактик еще далек от окончательного разрешения. Еще когда Карл Сейферт (Seyfert, 1943) объявил о первой дюжине «сейфертовских» галактик (это были NGC 1068, 1275, 2782, 3077, 3227, 3516, 4051, 4151, 4258, 5548, 6814 и 7469), главным отличительным свойством активных ядер считалась их колоссальная энергетика — ядро в континууме светило почти как вся остальная галактика. Широкие эмиссионные линии тоже отмечались, но Сейферт считал, что их ширина коррелирует со (читай — определяется) светимостью ядра. Однако потом, когда получили дальнейшее развитие спектральные исследования, более характерным признаком активных ядер стали считать именно ширину эмиссионных линий и их высокое возбуждение. У сейфертов 1-го типа (Sy1) ширина эмиссионных линий бальмеровской серии, т. е. линий ионизованного водорода, достигает нескольких тысяч километров в секунду, а у сейфертов 2-го типа (Sy2) — нескольких сотен километров в секунду. Правда, поскольку в спектрах сейфертовских ядер наблюдаются и все промежуточные дисперсии скоростей газа, от сотен до тысяч км/с, в литературе вы можете встретить классификацию Sy1.5, Sy1.7, Sy1.8 и даже Sy1.9. Но главное тут в другом: с тех пор, как главным признаком присутствия активного ядра стали считать широкие эмиссионные линии, а не светимость, эти активные ядра стали обнаруживать во все большем числе галактик, в том числе в галактиках с

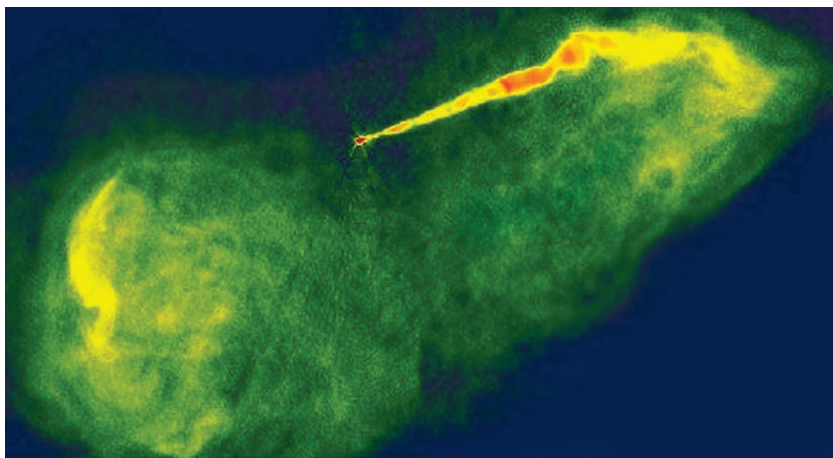


Рис. 6.4. Горячий газовый джет в центре гигантской эллиптической галактики M87. Это радиоизображение на волне 20 см получено с помощью интерферометра VLA.

невыдающимся потоком от центрального точечного источника и со слабыми эмиссионными линиями в спектрах.

Хо, Филиппенко и Саргент (Ho et al., 1995, 1997a, 1997b, 1997c, 2003) отнаблюдали на 5-метровом Паломарском телескопе спектры полной по видимой звездной величине выборки, включающей около 500 ярких ($B_T < 12,5$) близких галактик, потом исхитрились вычистить из этих спектров спектр интегрального звездного населения, и тогда, у выделенных таким образом эмиссионных линий, во многих случаях обнаружили слабые широкие крылья, шириной все в те же тысячи километров в секунду, которые раньше тонули на фоне шумов спектра звездной составляющей. Проклассифицировав свою выборку по ширинам линий очищенного эмиссионного спектра, Хо, Филиппенко и Саргент заключили, что среди близких галактик *всех* морфологических типов не менее 10% – сейферты (до них думали, что 1%) и 50% – лайнеры (т. е. тоже частично могут иметь нетепловой источник в ядре).

С тех пор, как вокруг большинства относительно близких квазаров были обнаружены хозяйские галактики, квазары тоже стали считать активными ядрами галактик, по природе энерговыделения схожими с сейфертовскими ядрами. Разница между ними сейчас формально установлена по светимости (разрыва в распределении ядер

по светимости между тем нет): квазары — это то, что ярче $M_B \approx -23,5$, а сейфертовские ядра — то, что слабее. В спектрах квазаров тоже есть эмиссионные линии шириной в несколько тысяч километров в секунду. Но поскольку квазары в основном находятся на больших красных смещениях, наблюдаются чаще всего линии Ly α , CIV, NV, OVI ($z \sim 2$, далекий ультрафиолетовый диапазон в системе длин волн квазара) или MgII $\lambda 2800$ ($z \sim 1$, ближний ультрафиолетовый диапазон в системе длин волн квазара). Квазары, так же как и сейфертовские ядра, сейчас классифицируются по типу 1 и типу 2, в зависимости от ширины эмиссионных линий; кроме того, различают «радиогромкие» и «радиотихие» квазары — считается, что первые сидят в эллиптических хозяйских галактиках (по аналогии с радиогалактиками), а вторые — в гигантских спиральных галактиках.

Вообще, нарастание числа классов и подклассов в процессе развития любой классификационной схемы обычно производит угнетающее впечатление на исследователей: начинает казаться, что это процесс бесконечный и, более того, экспоненциально расходящийся. В конкретном случае активных ядер галактик лекарством от этой депрессии послужила так называемая «унифицированная схема» (unified scheme), которая сейчас очень популярна и объясняет многие, если не все, наблюдательные факты. Идея, лежащая в основе объединенной теории, состоит в том, что структура околядерной области и механизм энерговыделения у всех активных ядер одни и те же: это дисковая аккреция газа на сверхмассивную черную дыру. Детали (режимы) аккреции могут быть разными, но общей особенностью является то, что аккреционный диск геометрически толст и, по крайней мере во внешних частях, сильно запылен и непрозрачен для оптического и ультрафиолетового излучения. Далее провозглашается, что большинство наблюдаемых особенностей активных ядер галактик зависит от того, под каким углом мы смотрим на их околядерный аккреционный диск. Если мы смотрим «с полюса», то запыленные части диска нам не мешают, и наш взор проникает в самые внутренние области ядра: мы видим напрямую так называемую «область формирования широких эмиссионных линий» (BLR), чей радиус ~ 1 пк — это область, где гравитация и энерговыделение сверхмассивной черной дыры сообщают газовым облакам скорости в несколько тысяч километров в секунду. Тогда в спектре ядра видны широкие эмиссионные водородные линии, и мы классифицируем галактику как Sy1, или

квазар — как QSO1. Если же мы смотрим с ребра аккреционного диска, то он заслоняет, экранирует от нас BLR, и мы видим только удаленную от черной дыры «область формирования узких эмиссионных линий» (NLR, радиус ~ 100 пк); широкие эмиссионные линии в оптической или ультрафиолетовой частях спектра не проявляются, и мы классифицируем галактику как Sy2 или квазар — как QSO2.

Объединенная теория уже получила определенные наблюдательные подтверждения. Так, для выборки галактик типа Sy2 были получены спектры в ближней инфракрасной области, в районе 2 мкм, где поглощение (экранирование) пылью минимально. И действительно, у многих галактик этой выборки водородная эмиссионная линия $H\gamma$ оказалась широкой, почти как $H\alpha$ у Sy1. У некоторых Sy2 широкие крылья эмиссионных линий проявились и в оптике, когда спектры были сняты с поляризационной приставкой: поляризованный свет от Sy2 имеет такой же спектр, как неполяризованный свет от Sy1, возможно, потому, что это мы видим излучение BLR, но не напрямую, а после его рассеяния на пыли, находящейся над плоскостью аккреционного диска.

6.3. Черные дыры в ядрах галактик

Желание найти черные дыры в ядрах галактик появилось у астрономов именно после открытия в 1940-е годы сейфертовских галактик и в 1960-е годы — квазаров. Необходимо было придумать механизм выделения колоссальной энергии излучения в относительно небольшом объеме. Аккреция была признана самым эффективным механизмом переработки гравитационной энергии в излучение, а компактность «кокона» с черной дырой, ограниченного размером, сравнимым со шварцшильдовским радиусом, давала неразрешимые при наблюдениях источники излучения даже для самых массивных из этих гипотетических объектов. Однако парадокс заключается в том, что уверенно или почти уверенно в конце концов удалось отождествить сверхмассивные черные дыры сначала в спокойных ядрах галактик, вовсе не поражающих своей яркостью ни в одном из диапазонов спектра. Так что теперь перед астрофизиками стоит другая актуальная задача: найти такой способ сосуществования сверхмассивной черной дыры с окружающей средой, чтобы по возможности излучалось как можно меньше (для этого придумали загадочный термин «адвекция»).

В центре нашей Галактики как раз располагается относительно спокойное ядро. Вот уже несколько десятилетий известен нетепловой радиоисточник Sgr A* точно в центре масс Галактики, однако до самого последнего момента его не удалось отождествить ни в оптике, ни в рентгене. Сейчас слабый рентгеновский поток вроде бы удалось измерить, а вот в оптике — точнее, в ближнем инфракрасном диапазоне, на $\lambda = 2$ мкм, где не мешает пыль диска Галактики, — в этом месте по-прежнему «темно». Лишь время от времени там фиксируются 15-минутные вспышки (Genzel et al., 2003; Eckart et al., 2006; Dodds-Eden et al., 2009). И вот когда появились хорошие панорамные приемники в ближнем инфракрасном диапазоне спектра и на больших телескопах диаметром 8–10 м получила развитие техника адаптивной оптики, центр Галактики начали регулярно фотографировать на матрицу с высоким разрешением (Eckart, Genzel, 1996; Ghez et al., 2008). При этом вдруг выяснилось, что звезды вблизи Sgr A* движутся прямо на глазах, и чем ближе к темному центру, тем быстрее. Самые быстрые звезды — и самые близкие к Sgr A* — движутся в картинной плоскости со скоростями до 1400 км/с; их лучевые скорости того же порядка. Напомним, что характерные наблюдаемые дисперсии скоростей звезд в центральных областях галактик и их скорости вращения, как правило, не превышают 300 км/с. Если построить зависимость скоростей звезд от их расстояния до Sgr A*, то точки лягутся на кеплеровский закон $V(R) \sim R^{-1/2}$. Это означает, что внутри радиуса 0,01 пк заключена колоссальная масса — по современным оценкам, около $4 \cdot 10^6 M_{\odot}$ (Chatzopoulos et al., 2015; Boehle et al., 2016), а вне этого радиуса плотность гравитирующего вещества пренебрежимо мала по сравнению с центральной плотностью. Что может быть таким компактным гравитирующим центром? Считается, что только черная дыра.

Другие галактики мы не можем наблюдать в оптическом или инфракрасном диапазоне с таким же хорошим пространственным разрешением, как центр нашей Галактики. К примеру, даже в ближайшей крупной галактике, Туманности Андромеды, отрезок в 0,01 пк виден под углом всего лишь 0,003". Это значит, что мы не можем подобраться настолько близко к ядерной черной дыре, если она существует, чтобы однозначно диагностировать ее гравитационное влияние. Однако с запуском космического телескопа «Хаббл», когда разрешение оптических наблюдений повысилось сразу на порядок и до-

стигло 0,1", было заново исследовано кинематическое поведение газа и звезд в центрах ближайших галактик. Оно резко отличалось от того, что ранее наблюдалось с Земли, и позволило объявить об открытии «темных гравитирующих объектов» (по всеобщему мнению — черных дыр) в ядрах почти всех галактик, где их хорошо искали. Первым объектом, вызвавшим сенсацию, оказалась центральная галактика скопления Virgo M87.

В нескольких радиогалактиках, являющихся по морфологии гигантскими эллиптическими галактиками и обладающих мощными активными ядрами, телескоп «Хаббл» обнаружил компактные околоядерные газово-пылевые диски. Когда исследовался околоядерный газовый диск в M87, на борту HST работал спектрограф FOS, предназначенный для наблюдений звездообразных объектов и снабженный крошечными круглыми диафрагмами. FOS навел диафрагму сначала на ядро M87, потом с одной стороны от ядра, сдвинувшись вдоль большой оси газового диска, потом с другой стороны от ядра, снова вдоль большой оси. Лучевые скорости газа, измеренные по эмиссионным линиям в ядре и рядом с ним, оказались различающимися на 500 км/с. Эта разница скоростей была приписана вращению газового диска, и по круговой скорости была определена центральная масса — $3 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Так впервые по результатам наблюдений на «Хаббле» объявили, что нашли сверхмассивную черную дыру в центре галактики.

Впоследствии на телескопе «Хаббл» установили щелевой спектрограф STIS, и наблюдения кинематики газовых дисков в радиогалактиках приобрели научную солидность. На рис. 6.5 показано, как быстрое вращение газа в центре эллиптической галактики M84 (тоже в скоплении Virgo) выдает присутствие там сверхмассивной черной дыры. В последнее время в связи с выходом интерферометра ALMA на высокое пространственное разрешение очень перспективным признается поиск и оценка масс ядерных черных дыр по вращению молекулярного газа в центрах галактик.

Однако самый часто применяемый на сегодня метод, используемый для открытия сверхмассивных черных дыр в ядрах, хотя и тоже динамический, но связан не с газом, а со звездами в самом центре галактики, и применим там, где ядро неактивно. Со спектрографами телескопа «Хаббл» удастся измерить не только скорость вращения вблизи самого центра галактики, но и дисперсию скоростей звездно-

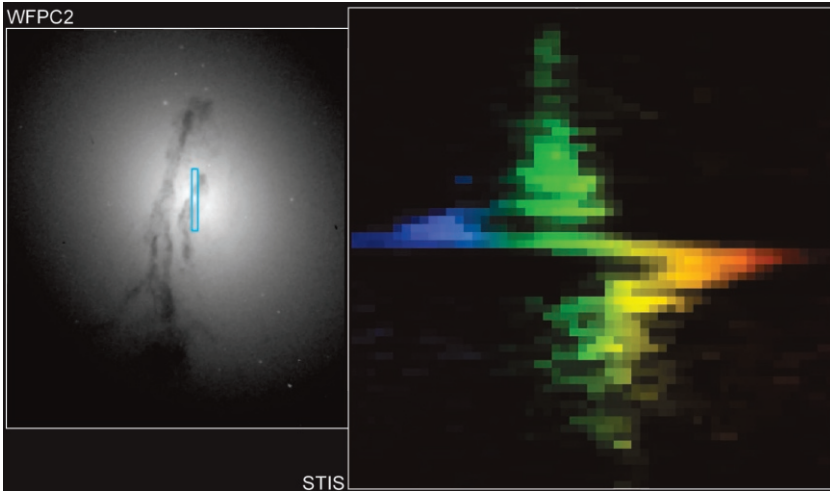


Рис. 6.5. Измерение массы черной дыры в центре галактики M84 по скорости вращения газового диска, выполненное с помощью космического телескопа «Хаббл» (NASA/ESA). Слева — фото ядра галактики, на котором указано положение щели спектрографа. Справа — форма спектральных линий, демонстрирующая доплеровское смещение (по горизонтали).

го компонента именно в центре потенциальной ямы. В центрах многих галактик угловая скорость вращения и околюядерная дисперсия скоростей звезд оказались намного выше, чем думали раньше, исходя из количества звезд в единице объема (если бы гравитация там определялась звездами). Причем такие особенности были найдены не только в гигантских, но и в карликовых галактиках, например в компактных эллиптических галактиках M32 и NGC 4486B.

На сегодняшний день сверхмассивные черные дыры, точнее, темные гравитирующие объекты, найдены в ядрах нескольких десятков галактик, плюс наша собственная. Из тех, где внимательно искали, не нашли только в двух — в небольшой спиральной галактике Местной группы M33 (верхний предел массы черной дыры в ее центре $1500 M_{\odot}$) и в карликовой линзовидной галактике NGC 404 (верхний предел массы черной дыры $150\,000 M_{\odot}$). Интересно, что только в десятке галактик черные дыры диагностировали по вращению газа, а в остальных — по кинематике звезд. Это представляет любопытный контраст с исследованием распределения потенциала в глобальных дисках галактик — там это делают почти исклю-

чительно по вращению газа: он динамически холодный, и поэтому представляет собой двумерную конструкцию (тонкий диск), легкую для депроектирования, и вся его кинетическая энергия содержится почти целиком в упорядоченном круговом вращении.

Есть две эллиптические галактики, где масса центральной черной дыры была определена последовательно и по газу, и по звездам — это IC 1459 (Cappellari et al., 2002), где результаты разошлись в 6 раз, и NGC 3379 (Shapiro et al., 2006), где результаты более или менее совпали. Самое интересное, что среди специалистов по динамике сформировались два резко дискутирующих клана: одни считают, что мерить массы ядерных черных дыр можно только по кинематике звезд, а другие — что только по кинематике газа. И те, и другие — уважаемые специалисты. Астрономы, которые не так искусны в динамическом моделировании, потихоньку делают для себя вывод, что современные методы определения массы ядерных черных дыр могут давать только значения с точностью до полпорядка в лучшем случае...

Как только количество измеренных сверхмассивных черных дыр перевалило за десяток, пришло время наводить статистику: искать корреляции массы ядерной черной дыры с глобальными характеристиками галактик и после обнаружения таких корреляций выдвигать сценарии формирования (происхождения) ядерных черных дыр, которые обеспечили бы понимание этих корреляций.

Исторически первой была замечена корреляция массы центральной черной дыры со светимостью балджа галактики. Здесь есть одна тонкость: речь идет о светимости именно сфероидального компонента галактик. Для эллиптических галактик это — полная светимость галактики. В случае же дисковых галактик, включая линзовидные, необходимо было сначала отделить диск от балджа. Если же брались полные светимости дисковых галактик, корреляция существенно портилась. Немедленно был сделан вывод, что ядерные черные дыры генетически связаны со сфероидальными — по общему тогдашнему убеждению, более старыми — подсистемами в галактиках. Впрочем, зависимость $\lg M_{\text{bh}}$ vs $\lg L_{\text{bul}}$ имела значительный разброс, более 2 раз в массе черной дыры; кроме того, массу черной дыры логичнее все-таки сопоставлять с массой же балджа, а не с его светимостью.

Наблюдательной характеристикой массы сфероидальной звездной системы является дисперсия скоростей ее же звезд. И действи-

тельно, когда была построена зависимость $\lg M_{\text{bh}}$ vs $\lg \sigma_*$ (Gebhardt et al., 2000), она показала существенно меньший разброс, чем $\lg M_{\text{bh}}$ vs $\lg L_{\text{bul}}$. Тут надо подчеркнуть, что для поиска корреляции используется не пиковая дисперсия скоростей звезд, а «эффективная» дисперсия скоростей звезд балджа, взятая на условленном расстоянии от центра, например, на $R = R_e/8$, — на котором уже не чувствуется гравитационное влияние черной дыры (здесь R_e — эффективный радиус балджа). Другое дело, что до сих пор эффективная дисперсия скоростей измерялась не совсем корректно: бралась просто большая диафрагма, ставилась на центр галактики, и туда проваливались и чистый балдж (дающий все-таки преобладающий вклад), и области, подверженные влиянию черной дыры.

Среди гипотез о происхождении сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик сейчас наиболее активно обсуждаются две:

1) медленный и спокойный рост черной дыры из зародыша — черной дыры звездной массы, продукта эволюции массивной звезды. Рост происходит путем аккреции газа и звезд из внешних частей галактики;

2) последовательное слияние двойных черных дыр.

Последний сценарий навеян иерархической концепцией формирования галактик: если каждая галактика прошла путь последовательных слияний более мелких звездных агрегатов, то каждый такой агрегат мог вносить в продукт слияния свою черную дыру. Черные дыры из-за динамического трения всегда оседают к центру масс звездной системы, там связываются в двойные системы и со временем сливаются в одну, более крупную черную дыру. Есть и компромиссная точка зрения, состоящая в том, что на практике реализуются оба сценария, в зависимости от типа галактики и начальных условий. Например, для небольших эллиптических галактик с острыми пиками звездной плотности в центре (cusped профили яркости) больше подходит сценарий медленного роста. А для гигантских эллиптических с плоскими изотермическими профилями яркости в центре (cored профили), для которых и раньше привлекали мерджинг, чтобы объяснить детали их структуры, подходит сценарий слияния двойных черных дыр.

Впрочем, существуют пока и непреодолимые трудности применения этих сценариев к галактикам. Например, оба сценария предполагают довольно длительный период наращивания массы

сверхмассивной черной дыры до ее нынешних характерных величин, $10^6 \div 10^9 M_{\odot}$. Между тем квазары видны и на больших красных смещениях, когда галактики, предполагается, еще только начинали образовываться. Например, для квазара SDSS1030+0524 на $z=6,28$ по его энерговыделению оценили массу черной дыры в $> 4 \cdot 10^8 M_{\odot}$ (Haiman, Cen, 2002). Среди выборки из 5 квазаров на $z \sim 6$ Kurk et al., (2007) нашли черные дыры с массой до 5 млрд солнечных масс! Когда же она успела нарасти в эпоху возраста Вселенной менее миллиарда лет после Большого взрыва, если еще и по данным морфологического анализа далеких галактик балджи как однородные сфероида появились только после $z \approx 3$?

Но если уж быть совсем корректными, то пока не доказано, что темная гравитирующая масса в центрах галактик — это сверхмассивные черные дыры. Теоретически это могут быть плотные компактные скопления остатков звездной эволюции — белых карликов, нейтронных звезд или черных дыр звездной массы. Маоз (Maoz, 1998) рассчитал времена жизни таких скоплений для дюжины галактик с реально измеренными массами темных центральных структур, беря за гипотетический радиус скопления пространственное разрешение наблюдений — предельно малое расстояние, на которое удалось подобраться к «ядерному гравитатору». Учитывалось два главных динамических эффекта, которые могут уничтожить скопление: испарение за счет тройных сближений и разрушение за счет прямых столкновений компактных объектов, из которых состоит скопление. Только в нашей Галактике и в NGC 4258, где с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой удалось измерить скорости мазерных источников в 0,016 пк от ядра, время жизни скопления из компактных остатков меньше времени жизни галактики — то есть только в этих двух галактиках сверхмассивные черные дыры являются наиболее вероятными кандидатами в темные гравитирующие центры. В остальных случаях расчетное время жизни центрального скопления из компактных несветящихся звездных остатков превышает 100 млрд лет, и, следовательно, такие объекты вполне могут существовать в центрах галактик, появившись там куда более естественным путем (в ходе звездной эволюции), чем сверхмассивные черные дыры.





Возраст Вселенной и ее населения

7.1. Возраст подсистем Галактики и галактик

Прежде всего, возраст звездных систем можно определять в нашей Галактике, где они разрешаются на отдельные звезды; эти отдельные звезды доступны высокоточным детальным измерениям, и целый ряд методов определения возрастов звезд хорошо прокалиброван. Подробный, полезный обзор методов определения возрастов звезд, с оценкой их точности и границ применимости, представлен Содербломом (Soderblom, 2010).

Сначала о тех оценках возраста, что дает радиоактивный метод — единственный метод, который практически не зависит от теории эволюции звезд и который хотя на сегодняшний день не является самым точным, но уж самым перспективным — заведомо. Если можно измерить современное и оценить начальное содержания какого-либо радиоактивного химического элемента с хорошо известной скоростью распада ядра, это дает уверенную оценку возраста звезды, в атмосфере которой измерено содержание этого элемента.

Много обсуждений было по поводу линий поглощения тория и урана в спектре звезды гало CS 31082-001. Эта звезда имеет низкую общую металличность, $[Fe/H] = -3,1$, но относительное содержание тяжелых элементов — продуктов γ -процесса — в ее атмосфере усилено в 40 раз. Это типичный представитель самого первого (из наблюдаемых) поколения звездного населения II, который при формировании получил порцию тяжелых элементов, синтезированных во взрыве *одной-единственной* сверхновой II типа. Как известно, именно в разлетающейся оболочке сверхновых II типа наиболее эффективно протекает γ -процесс — синтез очень тяжелых ядер химических элементов путем быстрого захвата нейтронов. Соотношение обилий разных тяжелых элементов, формирующихся в γ -процессе, извест-

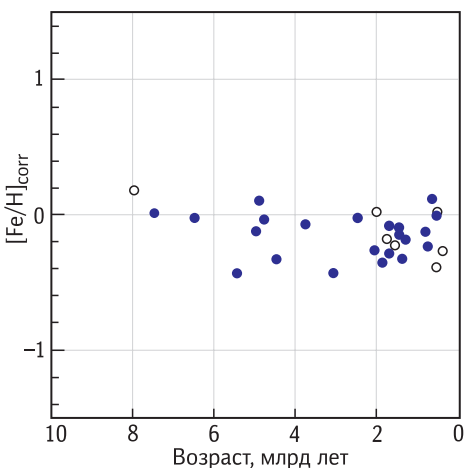
но из ядерной физики; наблюдения, например, химического состава солнечной атмосферы, теорию г-процесса подтверждают.

Итак, теория г-процесса дает нам соотношение обилий тория и урана в момент формирования звезды. Дальше звезда начинает «жить», и радиоактивные торий и уран во внешних слоях ее атмосферы мирно распадаются, причем с разными временами полураспада: у ^{232}Th оно составляет 14 млрд лет, а у ^{238}U — 4,5 млрд лет. Естественно, с течением времени, если это течение продолжалось многие миллиарды лет, соотношение обилий тория и урана в атмосфере звезды будет меняться из-за того, что уран распадается быстрее, чем торий. У звезды CS 31082-001 удалось измерить *современное* отношение обилий тория и урана в атмосфере. Сравнив его с предсказаниями теории г-процесса, Шатс и др. (Schatz et al., 2002) оценили возраст звезды: $15,5 \pm 3,2$ млрд лет. Потом Дофа (Dauphas, 2005) сделал переоценку по тем же наблюдательным данным, только он не брал априорные теоретические параметры г-процесса, а вместо этого пересек кривую изменения отношения содержаний тория и урана за счет радиоактивного распада (что мы видим в атмосфере старой звезды гало CS 31082-001) с кривой изменения содержания тория и урана в атмосферах более молодых звезд галактического диска за счет химической эволюции межзвездной среды. Вторая кривая, конечно, уже модельно зависимая, но его оценка возраста звезды CS 31082-001 вполне совпала с оценкой Шатс и др.: $14,5 (+2,8; -2,2)$ млрд лет.

Итак, возраст звезды CS 31082-001 гало Галактики составляет $14 \div 15$ млрд лет, что служит нижним пределом возраста гало Галактики и самой Галактики, поскольку гало — это наша самая старая подсистема. Правда, точность этой оценки пока не лучше $2 \div 3$ млрд лет. Надо ждать более точных спектральных наблюдений звезд гало, в спектрах которых весьма слабы линии тория и урана, чтобы получить более точную оценку их возраста радиоактивным методом.

Но пока самый распространенный метод определения возраста звездных систем, разрешаемых на отдельные звезды, основан на положении точки поворота главной последовательности на диаграмме «цвет — абсолютная звездная величина» (диаграмма Герцшпрунга—Рассела) для звезд — членов скопления. Известно, что чем менее массивна звезда, тем медленнее она эволюционирует и тем позднее покидает главную последовательность. Если мы определим положение точки поворота главной последовательности в сторону ветви

Рис. 7.1. Зависимость (отсутствие зависимости) «возраст—металличность» для рассеянных скоплений диска нашей Галактики (Carraro, Chiosi, 1994). Значения $[Fe/H]$ исправлены за общий градиент металличности в диске Галактики с удалением от его центра. Пустые кружки — скопления внутри галактоцентрического расстояния Солнца ($R_0 = 8,5$ кпк), заполненные кружки — скопления вне орбиты Солнца.



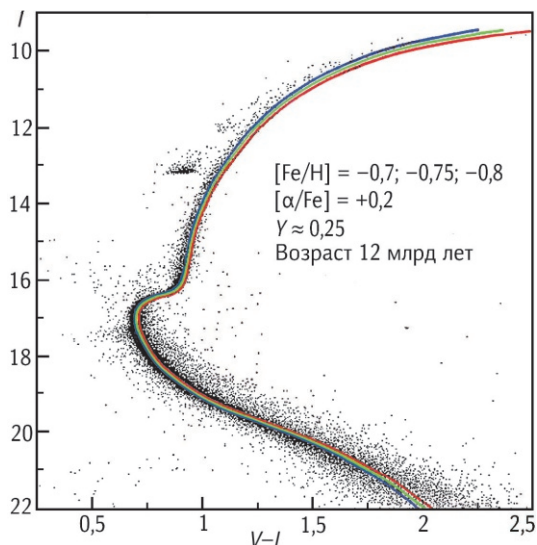
субгигантов на диаграмме «цвет — абсолютная звездная величина», то мы тем самым определим массы звезд, готовых вот-вот покинуть главную последовательность. А по массе звезды с помощью теории звездной эволюции мы определим и возраст звездной системы — это просто время жизни на главной последовательности звезды данной массы. Можно таким образом определять возрасты индивидуальных звезд — не членов скоплений, уже вступивших на ветвь субгигантов: это горизонтальный участок эволюционного трека, уровень которого (абсолютная звездная величина) однозначно связан с возрастом (и металличностью) звезды.

Именно этот метод применялся для оценки возрастов 14 000 звезд в женевско-копенгагенском обзоре (Nordstrom et al., 2004) — см. диаграмму «возраст — металличность» звезд диска Галактики на рис. 5.6b (Casagrande et al., 2011). Но лучше всего этот метод применять к звездным скоплениям — в них все звезды одного возраста и почти одного химического состава. С галактиками, например с карликовыми сфероидальными спутниками нашей Галактики, все намного сложнее: там друг на друга накладываются многие поколения звезд. Но и для скоплений наложение теоретических изохрон на наблюдаемые диаграммы Герцшпрунга—Рассела — дело тонкое и требующее дополнительных наблюдательных данных: чтобы превратить наблюдаемые звездные величины в абсолютные, нужно знать расстояние до скопления, а чтобы узнать точный цвет точки поворота, надо должным образом исправить измеренный цвет звезд за погло-

щение (покраснение) пылью на луче зрения. Поэтому часто при подгонке теоретической изохроны, фиксируя металличность скопления (известную из спектральных наблюдений звезд-гигантов скопления), варьируют остальные *три* свободных параметра: возраст, расстояние и поглощение — и двигают диаграмму по горизонтали и вертикали, добиваясь минимального среднего отклонения совокупности звезд от теоретической изохроны. Так, например, поступили Карраро и Киози (1994), исследуя выборку старых рассеянных скоплений, принадлежащих диску Галактики; они получили возрасты от 1 до 8 млрд лет и возраст диска Галактики оценили в 8 млрд лет. Похожие оценки дают и другие методы: радиоактивный метод для звезд диска, положение ветви самых слабых субгигантов и др. Поскольку возраст гало оценивают сейчас в $12 \div 14$ млрд лет (см. ниже), а возраст толстого диска — в $10 \div 12$ млрд лет (см., например, Schuster et al., 2006), то можно заключить, что наблюдательные оценки возрастов звездных подсистем тонкого диска подтверждают вывод, сделанный из исследований химической эволюции Галактики, что между формированием более горячих динамически подсистем (гало, балджа, толстого диска) и началом формирования тонкого диска была пауза в звездообразовании $2 \div 3$ млрд лет. Это как раз к моему тезису о том, что между красными смещениями $z = 2$ и $z = 1$ наша Галактика была линзовидной и только позже, на $z < 1$, стала спиральной.

Диаграммы «цвет — звездная величина» шаровых скоплений имеют то преимущество по сравнению с диаграммами рассеянных скоплений, что они очень богаты звездами. И если наблюдения проведены с хорошей точностью (например, космическим телескопом «Хаббл»), то прорисовываются достаточно тонкие последовательности: главная последовательность, ветвь субгигантов, ветвь гигантов, горизонтальная ветвь, — у которых можно точно определить количественные параметры — положения на диаграмме, относящиеся не к отдельным звездам, а именно к последовательностям. Поэтому возраст шаровых скоплений довольно часто определяют не наложением изохрон, а сравнением цвета и абсолютной звездной величины точки поворота с ее положением, вычисленным в рамках теории звездной эволюции. Чтобы избежать зависимости от плохо известных расстояния и межзвездного поглощения света, используют дифференциальные характеристики: разность звездных величин точки поворота и горизонтальной ветви и разность цвета точки поворота и

Рис. 7.2. Диаграмма «цвет — звездная величина» для шарового скопления 47 Tuc, построенная с использованием камеры ACS космического телескопа «Хаббл»; цветные линии — теоретические изохроны с тремя разными значениями металличности (Dotter, Kaluzny, Thompson, 2009).



ветви гигантов на уровне $\Delta M_V = -2,5$ (т. е. на $2,5^m$ выше точки поворота). Первый метод называется «вертикальным», а второй — «горизонтальным». Точность у них сравнимая, а систематические ошибки — разные, поэтому при определении возраста шаровых скоплений одновременное применение этих методов обеспечивает бóльшую уверенность в правильности результата.

После обнаружения данных космического эксперимента HIPPARCOS, измерившего параллаксы у многих сотен близких звезд, популярным стал также метод совмещения последовательности близких субкарликов, для которых данные HIPPARCOS обеспечили точные абсолютные звездные величины, с главной последовательностью шаровых скоплений — это, кроме всего прочего, дает еще и точное расстояние до шарового скопления. Недостаток последнего метода в том, что прокалиброванная HIPPARCOS'ом последовательность субкарликов имеет среднюю степень металлобедности: $[Fe/H]$ около $-1,5 \div -1,6$. А используют ее для шаровых скоплений с широким диапазоном металличности: от $-0,8$ до $-2,3$; тут неизбежно привлечение поправок, которые могут показаться весьма произвольными.

Итак, что же с возрастными шаровых скоплений в нашей Галактике? Сначала об относительных возрастах. Одного возраста наши шаровые скопления или разного, а если разного — как возраст ша-

ровых скоплений коррелирует с металличностью или с положением шарового скопления в Галактике? Тут особых споров нет: применение разных методов дает близкие результаты. Установлено, что бедные металлами шаровые скопления, $[\text{Fe}/\text{H}] < -1,3$, имеют (в пределах ошибок определения) примерно одинаковый возраст. Это согласуется с требованием модели химической эволюции для нашего гало: по соотношению содержания железа и α -элементов оно должно было сформироваться за время, меньшее 1 млрд лет. Для скоплений промежуточной металличности, $-1,3 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0,8$, измеренные возрасты показывают значительный разброс, заметно превышающий точность оценки. При этом популяция относительно молодых скоплений — тех, которые более чем на 20% моложе бедных металлами скоплений гало — появляется на расстояниях от центра Галактики, больших 8 кпк. Есть идея, что эти молодые шаровые скопления не принадлежали изначально нашей Галактике, а были приобретены относительно недавно путем захвата и разрушения маломассивных галактик-спутников. Таких «чужих» скоплений в нашей Галактике мало — всего несколько штук. И, наконец, группа «богатых» металлами, близких к центру Галактики или к экваториальной плоскости диска шаровых скоплений, у которых $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0,8$, а общая металличность из-за несолнечного отношения α -элементов к железу еще ближе к солнечной, снова имеет малый разброс возрастов, но их средний возраст примерно на 2 млрд лет меньше, чем средний возраст шаровых скоплений гало, — эти объекты считаются принадлежащими толстому диску или балджу. Внутри этих отдельных групп шаровых скоплений градиента металличности по галактоцентрическому расстоянию не обнаружено.

Что же касается абсолютных возрастов шаровых скоплений, то считается, что самые старые из них в нашей Галактике имеют возраст около 13 млрд лет, и сомневаться в этом не принято: ведь возраст Вселенной сейчас оценивается в 13,7 млрд лет. Однако я ради интереса проследила, как менялись оценки возраста близкого, хорошо изученного скопления M92 в течение последних 50 лет. Меня на это подвигло замечание одного американского астронома на одной уже довольно давней конференции: «Я занимаюсь шаровыми скоплениями уже 15 лет. Я, конечно, постарел за это время, но все-таки не так, как шаровые скопления». Итак, M92. В конце 1960-х годов его возраст считался равным 11 млрд лет. В 1970-е и отчасти

Рис. 7.3. Наблюдательные определения возраста шарового скопления M92 в разные годы (сводка мая. — О. С.).



в 1980-е годы происходило серьезное усовершенствование расчетов эволюционных треков звезд и изохрон звездных населений, а также скачком значительно повысилась точность фотометрии слабых звезд (точки поворота) благодаря введению в массовое пользование ПЗС-приемников. Как результат, оценка возрастов шаровых скоплений, и в частности оценка возраста M92, монотонно росла и к началу 1990-х годов превзошла 20 млрд лет. И тут произошла случайность: один из специалистов по шаровым скоплениям пообщался с кем-то из космологов, услышал о предсказаниях разных космологических моделей относительно времени расширения Вселенной и сопоставил это время с возрастом шаровых скоплений. А тогда общепринятой была плоская космологическая модель с критической плотностью темной материи; у такой модели возраст Вселенной вычисляется очень просто — это $2/3 H_0$. Ключевой проект телескопа «Хаббл» к тому моменту уже обеспечил первые измерения цефеид в скоплении Virgo, дело плавно продвигалось к установлению значения $H_0 \approx 70$ км/с/Мпк, и возраст Вселенной, соответственно, оценивался в 10 млрд лет. А возраст самых старых шаровых скоплений Галактики его превышал более чем в 2 раза. Последовали статьи в *Nature* и *Science*, громкая дискуссия, и между 1995 и 1997 годами оценка возраста M92 — практически по тому же наблюдательному материалу! — упала почти в 2 раза, с 22 до 12 млрд лет. В 1998 году известный астроном Моулд (J. Mould) отчи-

тался в *Nature*, что парадокс «шаровых скоплений, которые старше Вселенной», преодолен.

Конечно, в середине 1990-х годов произошло несколько важных событий, которые должны были сдвинуть шкалу возрастов шаровых скоплений. В частности, спутник HIPPARCOS точно измерил расстояния до ближайших дюжины субкарликов и пары субгигантов и тем самым уточнил абсолютные звездные величины главной последовательности старых звезд, бедных металлами, и их точки поворота. Еще усовершенствовались модели звездных атмосфер: изменилась лабораторная («ливерморская») шкала непрозрачности и появились новые формулы для уравнения состояния, которые учитывали кулоновское взаимодействие во всем диапазоне температур атмосферной плазмы. Но каждый из этих эффектов сам по себе претендовал на 10÷15%-е изменение оценки возраста шаровых скоплений по точке поворота изохрон — а она изменилась суммарно в 2 раза. На мой взгляд, присутствие психологического эффекта, реакции астрономов на давление космологов, здесь очевидно. Но сейчас согласие между возрастом Вселенной и возрастом шаровых скоплений более или менее существует, и шаровые скопления, бедные металлами, считаются самыми старыми из ныне живущих звездных систем — старше самих галактик, «первичными» кирпичиками мироздания...

Про определение возраста звездных систем методом эволюционного синтеза я уже рассказывала ранее (главы 2 и 4). Тут только отмечу, что метод эволюционного синтеза опирается на теорию эволюции звезд, как и метод наложения изохрон. И не мудрено, что по индивидуальным объектам время от времени получается возраст звездного населения больше 15 млрд лет. Приходится при публикации статьи объясняться с рецензентами, извиняться, что временная шкала теории эволюции звезд до сих пор не согласована полностью с космологической шкалой времени... Но какая из двух шкал правильная? Астрономы, пользующиеся изохронами, честно предупреждают, что абсолютные возрасты измеряют с точностью не лучше 1,5 млрд лет. А вот космологи, опираясь на данные европейского космического аппарата «Планк», измерявшего флуктуации реликтового фона, дают оценку возраста Вселенной $13,82 \pm 0,05$ млрд лет (Ade et al., 2014). Придется доверять им, раз они до такой степени себе доверяют...

7.2. Возраст Вселенной

Космологический возраст Вселенной – это время расширения Вселенной из компактного сверхплотного состояния стадии Большого взрыва до размеров сегодняшнего дня. Оно обратно пропорционально постоянной Хаббла и более слабо зависит от других параметров космологической модели, а именно от геометрии Вселенной. На красном смещении z оценка космологического возраста Вселенной – времени, прошедшего от Большого взрыва, – вычисляется в общем случае по формуле:

$$t(z) = \frac{1}{H_0} \int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)E(z)},$$

где

$$E(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda + (1 - \Omega_0)(1+z)^2 + \Omega_m(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^4}.$$

В формулу входят космологические параметры: H_0 – постоянная Хаббла, Ω_Λ – плотность темной энергии (предполагаемая неизменной), Ω_m – плотность темной материи, Ω_r – плотность фотонов реликтового излучения; $\Omega_0 = \Omega_\Lambda + \Omega_m$; все в единицах критической плотности. В некоторых частных случаях (которые, как мы теперь думаем, и реализуются в нашей Вселенной), например в геометрически плоской Вселенной, где $\Omega_\Lambda + \Omega_m = 1$, интеграл берется аналитически:

$$t(z) = \frac{2}{3H_0\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \left(\frac{\sqrt{\Omega_\Lambda(1+z)^{-3}} + \sqrt{\Omega_\Lambda(1+z)^{-3} + \Omega_m}}{\sqrt{\Omega_m}} \right).$$

А если красное смещение $z \gg 1$, то во всех моделях

$$t(z) = \frac{2}{3H_0} \Omega_m^{-1/2} (1+z)^{-3/2}.$$

Поскольку оценка космологического возраста Вселенной завязана на постоянную Хаббла, все парадоксы начались, когда в рамках Ключевого проекта космического телескопа «Хаббл» была поставлена точка в споре о величине постоянной Хаббла. Удивительно, но эта история повторяется в астрономии много раз: при определении численного значения важной характеристики Вселенной возникает два альтернативных варианта оценок, два дискретных значения и, соответственно, две группы исследователей, которые их защищают. В истории с определением постоянной Хаббла пару десятилетий всех завораживала «битва титанов»: Жерар де Вокулер по-

лучал $H_0 = 100$ км/с/Мпк (de Vaucouleurs, Bollinger, 1979; de Vaucouleurs, 1982), а Сэндидж и Тамманн — 50 км/с/Мпк (Sandage, Tamman, 1976, 1990). В своих фундаментальных циклах работ две группы пользовались существенно разными наборами вторичных и третичных индикаторов расстояний до галактик — ведь при определении постоянной Хаббла по скоростям разлета галактик важно уйти как можно дальше от Млечного Пути в пространстве, заведомо дальше скопления Virgo, чтобы наблюдаемые скорости разлета галактик намного превысили так называемые локальные пекулярные движения, вызванные неоднородностью распределения галактик вокруг нас и, соответственно, неоднородностью локального гравитационного поля. Вокулер и Сэндидж с Тамманом ругались насмерть, чьи индикаторы расстояний лучше, каждый упрекал другого в некомпетентности и недобросовестности, и никто не желал уступить больше $10 \div 15$ км/с/Мпк. Те исследователи, которые не были связаны ни с одним из двух кланов, от отчаяния втихомолку усредняли обе оценки и использовали $H_0 = 75$ км/с/Мпк. Как оказалось, этот нефизичный подход к проблеме давал совершенно правильный результат!

Ключевой проект космического телескопа «Хаббл» включал в себя обнаружение и исследование гигантских пульсирующих звезд цефеид в спиральных галактиках вплоть до скопления Virgo — потому что цефеиды можно рассматривать почти как первичные индикаторы расстояний: их период пульсаций однозначно связан со светимостью. Первичнее их только тригонометрические параллаксы звезд. А затем на основании полученных по цефеидам расстояний рассчитывалась калибровка ряда других, вторичных индикаторов расстояния, таких как соотношение Талли—Фишера, контраст флуктуаций поверхностной яркости, сверхновые типа Ia, фундаментальная плоскость эллиптических галактик. Вторичные индикаторы расстояний позволяли увеличить дальность определения независимых расстояний галактик примерно до скопления Coma, до 100 Мпк от нас. Однако скользкое место всего проекта состояло в том, что калибровка шкалы расстояний цефеид в нашей собственной Галактике, мягко говоря, еще не устоялась. Даже данные HIPPARCOS'a тут не помогают: HIPPARCOS измерил параллаксы всего дюжины цефеид, и то крайне неточно. И во времена начала Ключевого проекта HST по определению постоянной Хаббла, и сейчас за отправную точку при построении зависимости «период—светимость» для цефеид брали и

берут наблюдения совокупности цефеид в Большом Магеллановом Облаке: по крайней мере, все они находятся от нас примерно на одном расстоянии.

Но вот на каком? Расстояние до БМО определялось более чем десятью различными методами, и опять результаты распались на два дискретных сгущения: существует «короткая» шкала расстояний, в которой модуль расстояния до БМО $m - M = 18,3$, и «длинная» — $18,7$. Что тут поделаешь? Венди Фридман, возглавившая Ключевой проект HST, избрала проверенный путь: она усреднила две шкалы и положила в основу калибровки расстояний цефеид модуль расстояния до БМО, равный $18,5$ ($D = 50 \pm 3$ кпк). Это надо иметь в виду все время, пока сохраняется неопределенность с расстоянием до БМО.

Итоги многолетних трудов по «астрономическому» определению постоянной Хаббла были подведены в работе Mould et al. (2000): на основании четырех вышеупомянутых вторичных индикаторов расстояния получается $H_0 = 71 \pm 6$ км/с/Мпк, а если учесть зависимость калибровки светимости цефеид от их металличности, то $H_0 = 68 \pm 6$ км/с/Мпк. Сравните с тем, что позднее получилось по спектру мощности пространственных флуктуаций температуры реликтового излучения: 73 ± 3 км/с/Мпк (спутник WMAP, Spergel et al., 2007) и $67,7 \pm 0,5$ км/с/Мпк (следующий спутник «Планк», Ade et al., 2016). При таком значении постоянной Хаббла в рамках ныне самой «согласующейся» (concordant) космологической модели с 69% темной энергии и 26% темной материи возраст расширения Вселенной составляет $13,8 \pm 0,02$ млрд лет. Но и возраст самых старых шаровых скоплений примерно такой же! Согласие астрономии и космологии балансирует на грани; бедные металлами шаровые скопления — самые старые звезд-

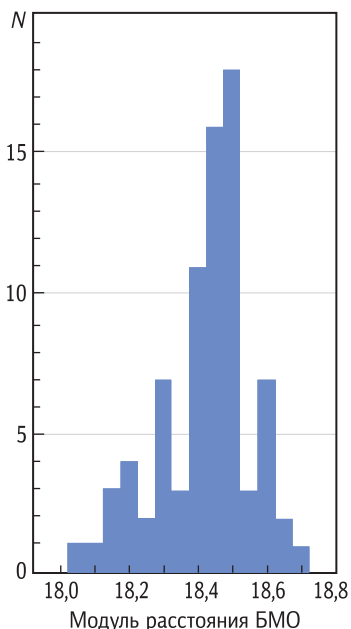


Рис. 7.4. Измерения модуля расстояния Большого Магелланова Облака, согласно литературным источникам. Данные собраны Westerlund (1990).

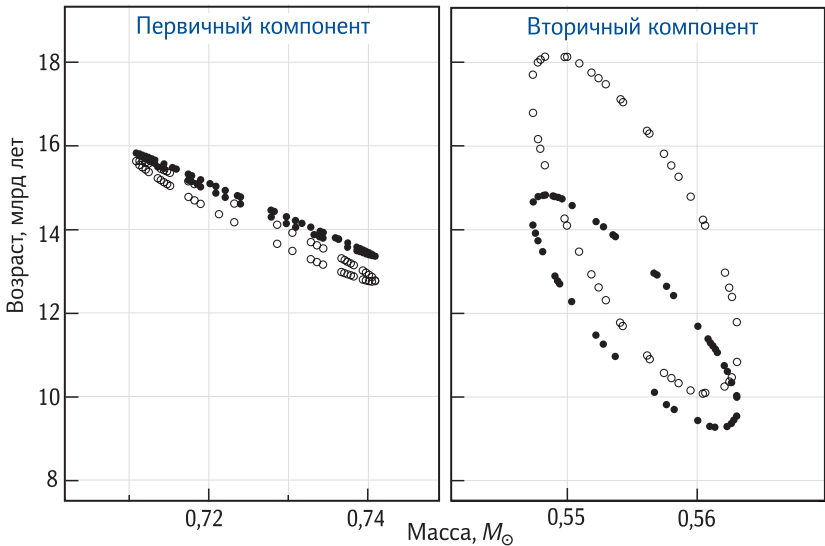


Рис. 7.5. Допустимые, в пределах ошибок, границы возраста и массы звезды-субгиганта в двойной системе из шарового скопления M55 (Kaluzny et al., 2014). Темные кружки — результат анализа по соотношению «масса—радиус» звезды, светлые — по соотношению «масса—светимость».

ные системы во Вселенной — продолжают оставаться предметом напряженного интереса со стороны наблюдателей.

Не так давно появился новый метод определения возрастов шаровых скоплений: по разделенным двойным звездам, членам скоплений. Фотометрия и спектроскопия отдельных компонентов гравитационно связанной двойной звездной системы позволяет отследить орбиту и определить массы компонентов. А далее уже сравнением с теоретической изохроной, перебирая возможные возрасты, можно определить и возраст звезд. Команда в составе Томпсона, Калужного, Доттера и их соавторов затеяли масштабный проект CASE (Cluster AgeS Experiment) и уже исследовали таким методом 7 шаровых скоплений нашей Галактики (Kaluzny et al., 2014). Для скопления M55 с вы24 сокой точностью получился возраст больше 14 млрд лет (рис. 7.5). И вот этот-то результат, достойный *Nature*, опубликован в «домашнем» журнале Калужного, в польской *Acta Astronomica*...





Галактики на больших красных смещениях

КВАНТЫ СВЕТА летят сквозь Вселенную с большой, но все же конечной скоростью, и значение этой скорости нам хорошо известно. Это значит, что, зная расстояние до какой-то галактики, а также зная (или считая, что знаем) геометрию пространства, мы можем посчитать, сколько времени шел до нас свет от этой конкретной далекой галактики. То есть здесь, сейчас, мы видим далекую галактику в далеком прошлом. И чем дальше галактика, тем более далекое прошлое этой галактики мы наблюдаем здесь и сейчас. На $z=1$ мы видим галактику такой, какой она была 8 млрд лет назад, а на $z=5$ — целых 12 млрд лет назад, или всего лишь через 1 млрд лет после Большого взрыва. Казалось бы, «закидывая удочку» на разные красные смещения, мы можем напрямую пронаблюдать весь эволюционный путь галактики. Проблема в том, что мы не можем отнаблюдать *одну и ту же* галактику на разных красных смещениях; мы наблюдаем на *разных* красных смещениях *разные* галактики. Как же связать их в одну эволюционную цепочку? Без модельных предположений тут не обойтись.

Первые нормальные (не активные) галактики на $z > 3$ в массовом порядке стали находить американцы, используя фотометрию 5-метрового телескопа — это была методика поиска Ly-break галактик. Вслед за фотометрией, давшей список кандидатов в далекие объекты, последовали спектральные подтверждения красных смещений с 10-метрового телескопа Кеск. После того как вступили в строй 8-метровые европейские телескопы VLT в пустынных горных условиях Чили, обеспечивающих высокую стабильность атмосферы и соответственно высокое пространственное разрешение наземных наблюдений, поиски далеких галактик на $z > 1$ были поставлены на поток. Сейчас известны уже сотни и тысячи таких галактик; они оказались

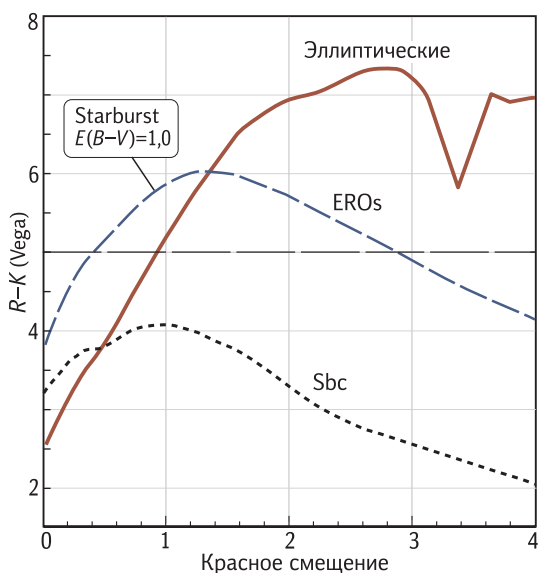
весьма разнообразны по своим свойствам и зачастую настолько не похожи на близкие к нам галактики или на наши ожидания от изучения близких галактик, что трудно найти им место в пропагандируемых теоретиками эволюционных последовательностях. Эта область астрофизики сейчас активно накапливает информацию, качественный скачок в понимании которой, очевидно, еще впереди.

8.1. Как находят на небе галактики на больших z

Какие же методы оказались наиболее эффективными при массовых поисках далеких галактик, если простая ориентация на слабые объекты и сильную бальмеровскую эмиссию обманула ожидания наблюдателей? Развитие методов эволюционного моделирования интегрального излучения галактик позволило выработать цветовые критерии, и вот их-то применение к массовым фотометрическим обзорам и дало богатый «улов». Дело в том, что близкие галактики в принципе демонстрируют довольно узкий диапазон наблюдаемых цветов, и это обусловлено эволюционными ограничениями на набор звезд, из которых они состоят. Например, цвет ($B-V$) у близкой галактики может быть от примерно 0,5 до примерно 1,2, а если вы видите что-то неточечное на высокой галактической широте с цветом ($B-V$), например, 0,0 или 2,0, то это не близкая галактика.

Эволюционное моделирование позволяет рассчитывать и то, как изменяется со временем цвет галактики с заданной историей звездообразования. Например, при так называемой пассивной эволюции, если галактика быстро-быстро образовала все свои звезды, а потом звездообразование уже не шло (рядом с нами таковы эллиптические галактики), она будет быстро краснеть со временем. Если же звездообразование все время теплится на небольшом, но постоянном уровне, как в близких Sc-галактиках, такая галактика тоже будет краснеть, но гораздо медленнее. Вся эта эволюция довольно точно просчитывается, и если вы мысленно удалите близкую галактику на какое-то красное смещение, то есть на какое-то время назад, то можете примерно рассчитать, как должен измениться ее цвет. Эта расчетная поправка цвета называется E-поправкой. Есть еще K-поправка — это учет красного смещения в лоб: ведь на $z=1$ ваш светофильтр, скажем, V , с максимумом пропускания на 5550 \AA , пропускает излучение, которое галактика испустила в своей системе покоя на длине волны 2775 \AA , то есть не в видимых лучах, а в ультра-

Рис. 8.1. Критерий отбора красных далеких галактик EROs по цвету $R-K$. Слово «Vega» на оси ординат означает, что для калибровки фотометрической системы использована звезда Вега, все цвета которой предполагаются равными нулю. $E(B-V)$ — избыток цвета, вызванный поглощением света пылью. Провал на кривой для эллиптических галактик вызван резким подъемом их спектров в ультрафиолетовой области $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ в системе покоя (раздел 4.5.1). Из Roche et al., 2002.



фиолете. Чтобы посчитать K -поправку, нужно знать кривую пропускания фильтра, а также распределение энергии в спектре галактики (то есть опять же историю звездообразования данной галактики), и, смещая распределение энергии галактики на нужное красное смещение, сворачивать его затем с кривой пропускания вашего фильтра.

Примеры подобных расчетов показаны на рис. 8.1. При расчете изменения с красным смещением цвета ($R-K$) разных типов галактик — эллиптических, спиральных и галактик с запыленной мощной вспышкой звездообразования, т. н. ULIRG (Ultra Luminous Infra-Red Galaxy) — были учтены K - и E -поправки. Видно, что вблизи нас у всех типов галактик $(R-K) < 4$, и если мы будем в нашем фотометрическом обзоре, проводимом в двух фильтрах, отбирать объекты с $(R-K) > 5$, мы всегда отберем далекие галактики. Причем они никогда не окажутся спиральными — можно даже не рассматривать специально их морфологию. По этому признаку на телескопе VLT в конце 1990-х и отобрали в ряде красно-инфракрасных фотометрических обзоров выборку «эросов» (EROs — Extremely Red Objects). Были обоснованные надежды, что среди них окажется много пассивно эволюционирующих массивных эллиптических галактик. Однако и на рис. 8.1 видно, что при таком критерии отбора в выборку EROs

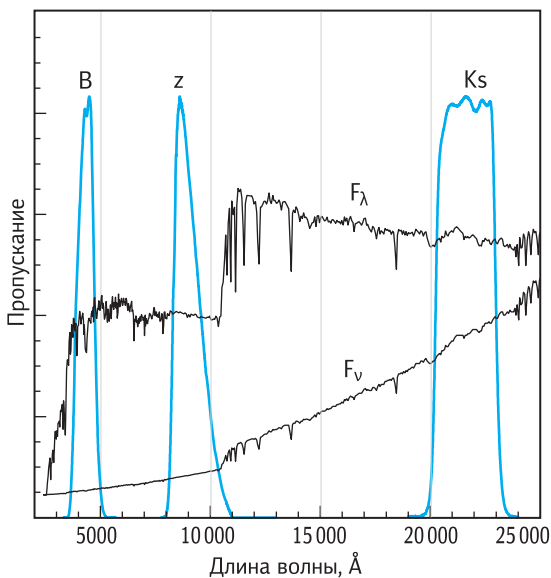


Рис. 8.2. Черные кривые — спектр типичной галактики с красным смещением $z=1,729$ в единичном интервале длины волны (F_λ) или частоты (F_ν). Четко видна серия линий Бальмера и ее обрыв около $10\,000\text{ \AA}$. Голубые кривые — полосы пропускания фильтров B, z и K с учетом квантовой эффективности приемника и прозрачности атмосферы. Фильтр Ks — это фильтр K, немного зауженный (short) с красной стороны. Из Daddi et al., 2004.

попадут не только эллиптические галактики на $z > 1$, но и галактики с запыленными мощными вспышками звездообразования. Так оно и оказалось: после того, как были проанализированы изображения первой сотни «эросов», полученные на космическом телескопе «Хаббл», оказалось, что половина из них по морфологии похожа на эллиптические галактики, а половина — на ULIRG, которые практически всегда мерзеры и имеют иррегулярную морфологию.

Время идет, обзоры становятся все глубже, и появляется возможность «зачерпывать» по цвету все более далекие галактики. На рис. 8.2 и 8.3 показаны цветовые критерии для отбора галактик на $z=1,5 \div 2,5$. Начиная с 2004 г. с помощью фотометрических критериев, предложенных Дадди и др. (2004), отбираются галактики на $1,4 < z < 2,6$, причем переход к *трехцветному* обзору позволяет сразу отделять ULIRG от пассивно эволюционирующих массивных эллиптических галактик. Для этого вводится независимый от пыли параметр $BzK \equiv (z - K) - (B - z)$; у фильтра z максимум пропускания располагается на волне около 9000 \AA . По этому параметру отбираются галактики с $BzK > -0,2$; это ULIRG на $z > 1,4$. По нему же отбираются галактики с $BzK < -0,2$ и $(z - K) > 2,5$; это далекие пассивно эволюционирующие галактики. Типичная масса BzK-галактики — буюколо $10^{11} M_\odot$.

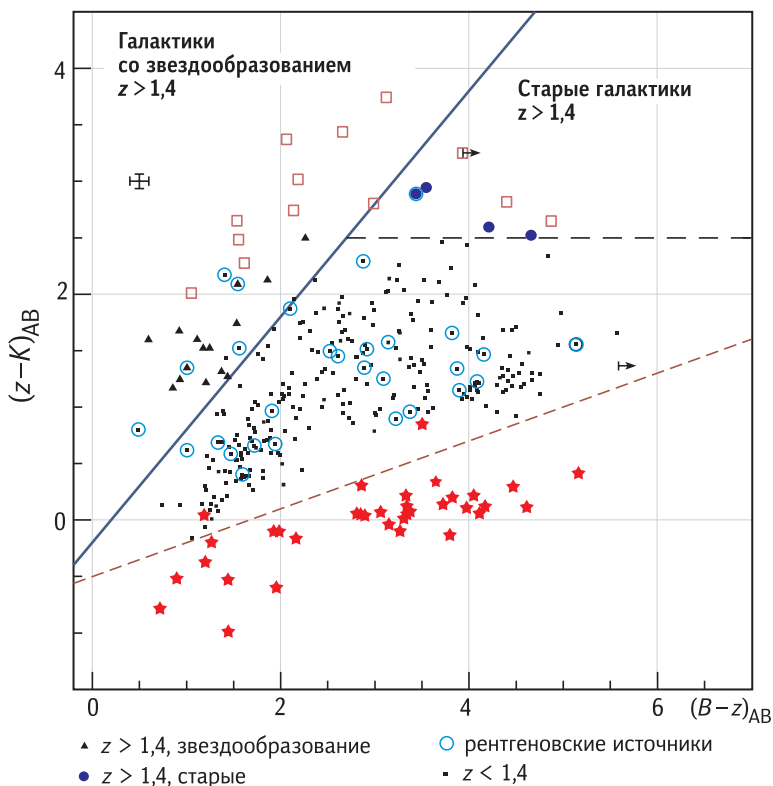


Рис. 8.3. Двухцветная диаграмма $(z-K)$ vs $(B-z)$, которая позволяет отобрать далекие галактики со звездообразованием путем обзора неба в трех фильтрах В, z и К. Индекс «AB» у показателя цвета означает, что калибровка фильтров проведена в системе J. Оке, позволяющей по измерению блеска в разных фильтрах строить распределение энергии F_λ , поскольку $AB(\text{mag}) = -2,5 \lg F_\lambda + \text{const}$, причем для всех фильтров константа одна и та же. Из Daddi et al., 2004.

Еще более массивные и еще более далекие галактики на $2,0 < z < 3,5$ отбираются по ближнему инфракрасному цвету, $(J-K) > 2,3$; это так называемые DRG, Distant Red Galaxies.

Еще дальше по красному смещению, на $z > 3$, вступает в действие другой цветовой критерий отбора, предложенный в начале 1990-х годов Стейделем с соавторами (Steidel, 1999): это поиск по многоцветной фотометрии так называемых Lyman-break галактик. Идея критерия такова. В свежесформировавшихся галактиках, где недав-

но началось первое звездообразование, еще очень много нейтрального водорода: нейтральный водород плотными коконами окружает области активного звездообразования, где много молодых звезд. Нейтральный водород поглощает *всё* излучение в области лаймановского континуума — на длинах волн менее 912 \AA в системе покоя галактики. Однако на длинах волн за лаймановским пределом, $\lambda_0 > 912 \text{ \AA}$, галактика сразу оказывается очень яркой, потому что в ней много молодых звезд и она внутренне очень голубая. На больших красных смещениях лаймановский предел сдвигается в видимый диапазон спектра: на $z=3$ — на $\lambda \approx 3600 \text{ \AA}$, на $z=4$ — на $\lambda \approx 4600 \text{ \AA}$, на $z=5$ — на $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$ и т. д. То есть, отбирая в многоцветном фотометрическом обзоре *U-dropout*'ы («пропадающие в *U*-фильтре»), вы отбираете галактики на $z=3$, *B-dropout*'ы — галактики на $z=4$, *V-dropout*'ы — галактики на $z=5$. Этот метод поиска далеких галактик в эпоху их первого звездообразования оказался очень эффективным, и сейчас известны многотысячные выборки LBG-галактик на $z \approx 3$ и многосотенные выборки LBG-галактик на $z \approx 5$. Отобранные таким же образом кандидаты в галактики на $z \approx 7$ (z_{900} -dropout'ы) уже представляют собой довольно солидные выборки кандидатов в далекие галактики и ждут спектральных подтверждений своих «фотометрических красных смещений».

8.2. Какие они, галактики на больших z ?

Двинемся вдаль по красному смещению и стартуем примерно с половины возраста Вселенной, с $z=1$.

8.2.1. EROs

Как мы уже упоминали выше, «эросы» (Extremely Red Objects) бывают двух видов — пассивно эволюционирующие, внутренне красные звездные системы, или галактики с мощными вспышками звездообразования, внутренне голубые, но погруженные в пылевые коконы, покрасенные пылью. Соответственно этому разделению — примерно пополам — у них бывают и спектры: либо эмиссионные, типа III-области, либо чисто абсорбционные, как у галактик, лишенных газа и молодых звезд. Более того, когда на телескопе «Хаббл» получили изображения с высоким пространственным разрешением и исследовали форму профиля поверхностной яркости нескольких десятков «эросов» (рис. 8.4), то оказалось, что и по форме профиля поверхностной яркости они делятся примерно попо-

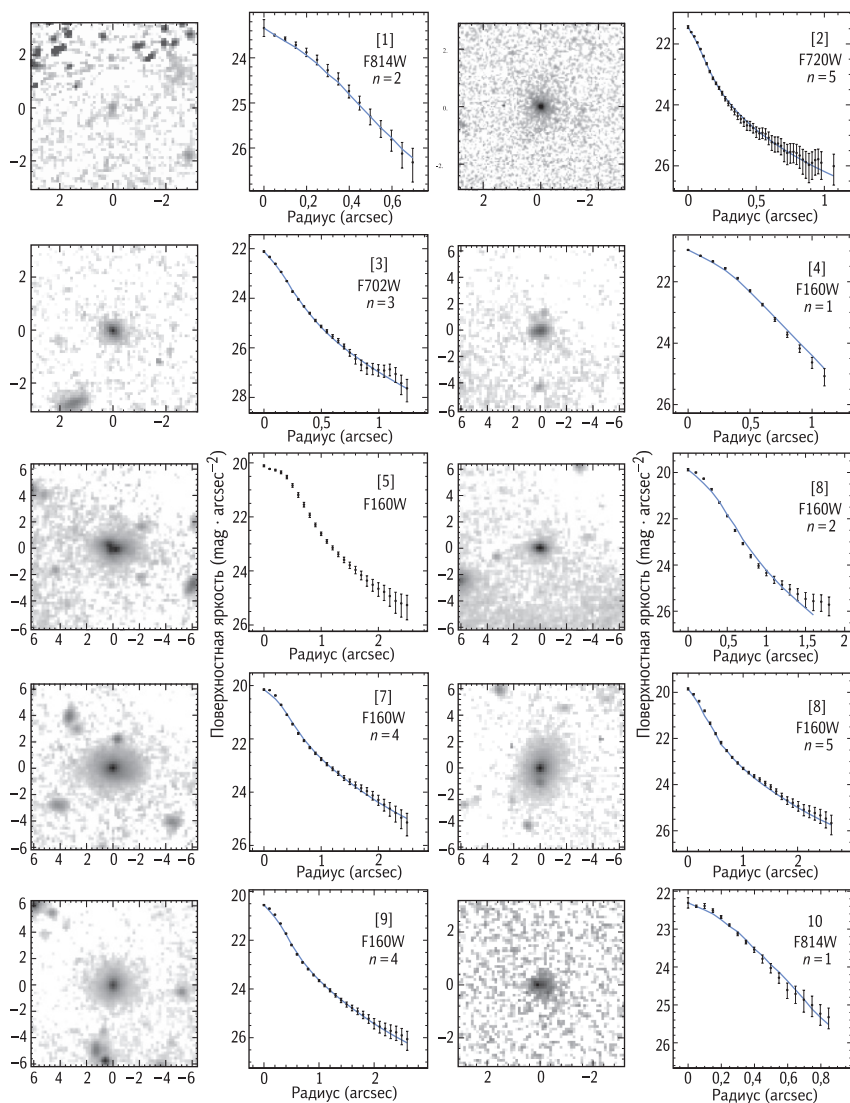


Рис. 8.4. Морфологии и профили яркости красных далеких галактик EROs по данным космического телескопа «Хаббл» (Moriondo G. et al., 2000).

лам: у половины — круто спадающие профили, похожие на вулкеровские, а у половины — экспоненциальные или иррегулярные, как у спиральных и неправильных галактик.

Исторически, когда в конце 1990-х годов начинали искать «эросы», всем исследователям были более интересны пассивно эволюционирующие эллиптические галактики на $z=1,5$, потому что тогдашние космологические теории решительно требовали образования гигантских эллиптических галактик только на $z=0,5$, не раньше. С точки зрения сравнения с предсказаниями теории всем было очень интересно узнать из обзоров «эросов», что пассивно эволюционирующие «эросы» с крутыми профилями поверхностной яркости еще и достаточно массивны (средняя масса звезд $(2 \div 3) \cdot 10^{11} M_{\odot}$), и имеют немолодое звездное население, в среднем $2 \div 3$ млрд лет от роду. Если учесть, что $z=1$ соответствует эпохе примерно 5 млрд лет от Большого взрыва, становится ясно, что массивные сфероидальные «эросы» образовывались вовсе не последними в иерархической цепочке слияний, как того требует современная космология, а на довольно ранних стадиях эволюции Вселенной.

8.2.2. Массивные галактики на $z=2 \div 2,5$

Критерий VzK, так же как и критерий EROs, выбирает массивные галактики двух типов: пассивно эволюционирующие, внутренне красные, или же с мощной вспышкой звездообразования, внутренне голубые, но сильно запыленные. Также два этих типа отмечены и среди далеких красных галактик (DRG). Чтобы различить их, существуют некоторые рецепты, связанные с индикаторами цвета, но самое надежное – получить на большом наземном телескопе спектр в ближней инфракрасной области, который все равно нужен для точного измерения красного смещения, и поискать там эмиссии H α и [NII] $\lambda 6583$, чтобы удостовериться, что возбуждение газа – типа HII-области, и свидетельствует об интенсивном звездообразовании.

Все это делается в масштабах больших обзоров, и сейчас уже известны тысячные выборки как пассивных, так и активно образующих звезды галактик на $z=1,5 \div 2,5$. Последние по темпам звездообразования и цветам похожи на ULIRG, но существенно более крупные: их средняя звездная масса превышает $10^{11} M_{\odot}$, а типичный темп звездообразования составляет $200 \div 300 M_{\odot}/\text{год}$. И их очень много – гораздо больше, чем ULIRGов сейчас. При таком темпе звездообразования весь газ в этих галактиках должен исчерпаться за несколько сотен миллионов лет. Имея это в виду, Дадди и др. (2005a, b), сравнили пространственные плотности (в сопутствующих координатах)

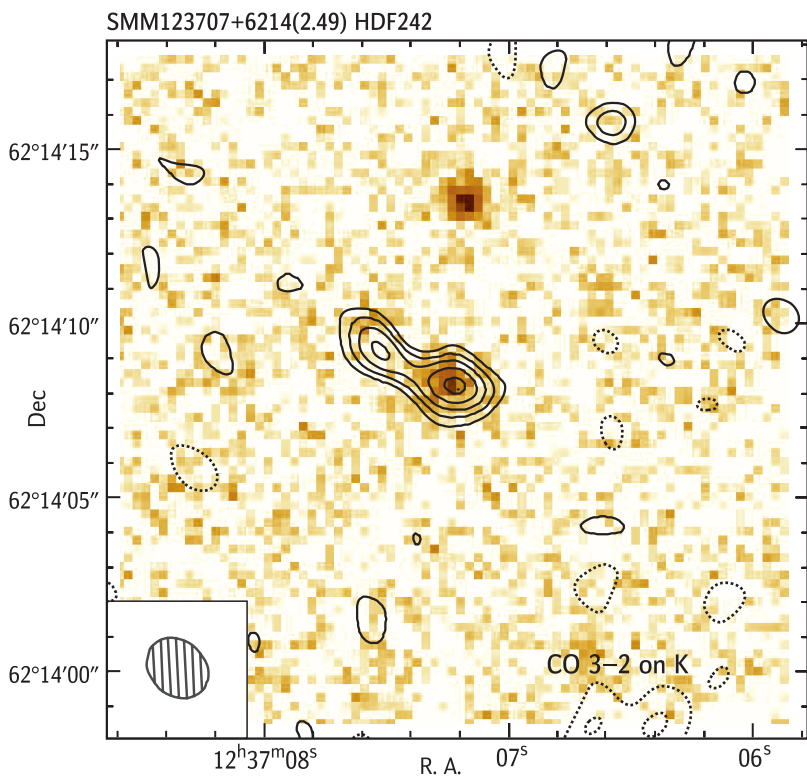


Рис. 8.5. Как уточнить координаты далекой субмиллиметровой галактики? Построить карту в линии излучения газа CO с помощью интерферометра высокого разрешения. Галактика SMM 123707+6214: субмиллиметровый телескоп давал координаты в рамках *всей* нарисованной площадки, но CO-интерферометр позволил построить изофоты с гораздо лучшей локализацией, и в центре CO-источника обнаружился слабый инфракрасный объект (интенсивный коричневатый цвет). Из статьи Тассони, 2006.

звездообразующих VzK на $z=2$ и пассивных на $z=1,4$; они совпали. Этот факт позволяет предположить (!), что на $z=2 \div 2,5$ мы видим в качестве звездообразующих VzK-галактик эпоху основного звездообразования массивных эллиптических галактик более поздних эпох, т. е. EROs'ов.

Однако на $z=2 \div 2,5$ есть и свои пассивные эллиптические галактики, которые «отлавливаются» по спектрам среди VzK и DRG. Нужно ли учитывать их пространственную плотность при сравнении с населением эллиптических галактик на меньших красных смещении-

ях и тоже считать их предшественниками современных эллиптических галактик? Ко всеобщему изумлению оказалось, что эллиптические галактики на $z = 2 \div 2,5$ совершенно не похожи на эллиптические галактики на $z = 1$ и $z = 0$. Зирм и др. (Zirm et al., 2007), аккуратно выдлив среди выборки DRG галактики без звездообразования, то есть предположительно эллиптические, обнаружили, что их характерные (для данной звездной массы) размеры в 4 раза меньше современных. Соответственно, поверхностная яркость выше более чем на порядок, а внутренняя пространственная плотность упаковки звезд сравнима с таковой для шаровых скоплений нашей Галактики. На большей выборке, проверив классификацию галактик как эллиптических по форме профиля поверхностной яркости, этот результат подтвердили Буитраго и др. (Buitrago et al., 2008). С одной стороны, эта находка логична: при пассивно эволюционирующем звездном населении на $z = 2 \div 2,5$ эти галактики должны были образовываться на *очень* больших красных смещениях, когда плотность материи во Вселенной была большой. С другой стороны – совершенно непонятны дальнейшие эволюционные пути этих галактик. Чтобы стать галактиками с нормальной звездной плотностью к $z = 0$, у них один путь – бездиссипативное слияние. Однако уже и на $z = 2,5$ эти галактики имеют такие же массы, как близкие к нам эллиптические галактики; если они начнут многократно сливаться, они породят сверхмассивные монстры, которых просто не существует в природе на $z = 0$! Так куда же подевались эти суперстарые, суперплотные, супермассивные эллиптические галактики в процессе своей эволюции?!

8.2.3. Субмиллиметровые галактики (SMG)

Отдельно был поставлен вопрос о поиске галактик с мощными вспышками звездообразования на больших красных смещениях. Как мы уже отмечали в главе про распределения энергии в интегральных спектрах галактик, галактики с самым интенсивным звездообразованием излучают львиную долю всей своей светимости в далекой инфракрасной области спектра – там светит нагретая молодыми массивными звездами пыль. То есть со времен спутника IRAS известно, что самые мощные вспышки звездообразования, как правило, экранируются пылью, и максимум в спектральном распределении энергии у таких объектов приходится на длины волн $70 \div 100$ мкм. А если подобные объекты находятся на больших крас-

ных смещениях, например, на $z=3$? Тогда этот максимум переместится к наблюдаемой длине волны 400 мкм. Именно это имели в виду американские астрономы, устанавливая массив субмиллиметровых болометров SCUBA на наземный 15-метровый субмиллиметровый телескоп JCMT на Гавайях. В двух спектральных окнах, прозрачных в земной атмосфере, а именно на длинах волн 450 и 850 мкм, был проведен глубокий обзор неба и составлен список «субмиллиметровых галактик». Вернее, субмиллиметровых источников, кандидатов в далекие ULIRG'и. Чтобы убедиться, что это именно далекие галактики, необходимы были спектральные измерения красных смещений.

И вот тут возникли трудности: субмиллиметровые источники очень слабы в оптической области спектра, а пространственное разрешение JCMT – $15''$. В пределах $15''$ на небе можно увидеть дюжину слабых далеких галактик, и непонятно, какая из них может иметь отношение к субмиллиметровому источнику. Выход нашелся такой: субмиллиметровые источники стали отождествлять с помощью радиоинтерферометров на миллиметровых длинах волн. Разрешение миллиметровых интерферометров уже сравнимо с $1 \div 2''$, а потоки на миллиметрах близки к субмиллиметрам, и поэтому сопоставление радиокарт с картинками, например в фильтре K (длина волны 2 мкм), позволило уверенно отождествить первые десятки субмиллиметровых галактик (SMG). Они действительно оказались тем, чем должны были оказаться: далекими ULIRG'ами. Сейчас типичный конвейер по поиску далеких субмиллиметровых галактик выглядит примерно так: отбор субмиллиметровых или миллиметровых источников по потоку (в наши дни этим занимается не только SCUBA-2, но и миллиметровый телескоп на Южном полюсе), потом картинка площадки с высоким пространственным разрешением на космическом телескопе «Хаббл», и затем наблюдения на интерферометре ALMA – в континууме на субмиллиметрах и в линии CO на миллиметрах. Вот типичные карты субмиллиметровых галактик с наложением всех этих данных на одну координатную сетку (рис. 8.6).

Каковы же статистически усредненные свойства SMG? Они в основном расположены в интервале красных смещений $2 \div 3.5$. Это массивные галактики, со средними динамическими массами около $10^{11} M_{\odot}$ (определены по скорости вращения газа). В них очень много молекулярного газа: его средняя доля в барионной массе около 40%. Темпы звездообразования, как и ожидалось, у них крайне высоки:

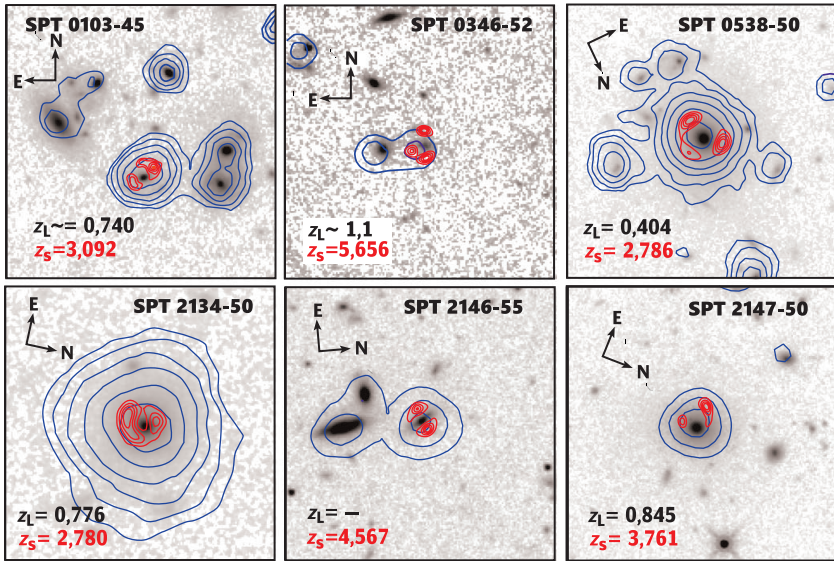


Рис. 8.6. Здесь в оптике видны только галактики переднего фона (негатив), служащие гравитационными линзами и усиливающие инфракрасный (красные изофоты) и субмиллиметровый (синие изофоты) сигналы от далеких галактик с активным запыленным звездообразованием. Прекрасное пространственное разрешение интерферометра ALMA позволяет увидеть несколько субмиллиметровых изображений одного и того же далекого объекта (z_S), находящегося позади относительно близкой, видимой в оптическом диапазоне галактики (z_L). SPT — South Pole Telescope. Рисунок из статьи Ma J. et al., 2015.

как правило, из межзвездного газа в звезды превращается несколько сотен масс Солнца в год, а у рекорсменов — до полутора тысяч (рис. 8.7). Такие высокие темпы звездообразования в ближней Вселенной часто связаны с тесным гравитационным взаимодействием галактик. И в дальней Вселенной все оказалось похоже: морфология уже отождествленных субмиллиметровых галактик, изученная с помощью телескопа «Хаббл», оказалась, как правило, иррегулярной (рис. 8.8). Для 60% субмиллиметровых галактик в интервале красных смещений $2 \div 4$ поставлен диагноз: это галактики в процессе слияний, «большие мерсеры» (рис. 8.9).

Однако, в отличие от близких ULIRG'ов, в субмиллиметровых галактиках звездообразование не сосредоточено в ядре. Размеры областей звездообразования у них имеют масштаб нескольких килопарсеков, со средним диаметром 5 кпк. При столь интенсивном звез-

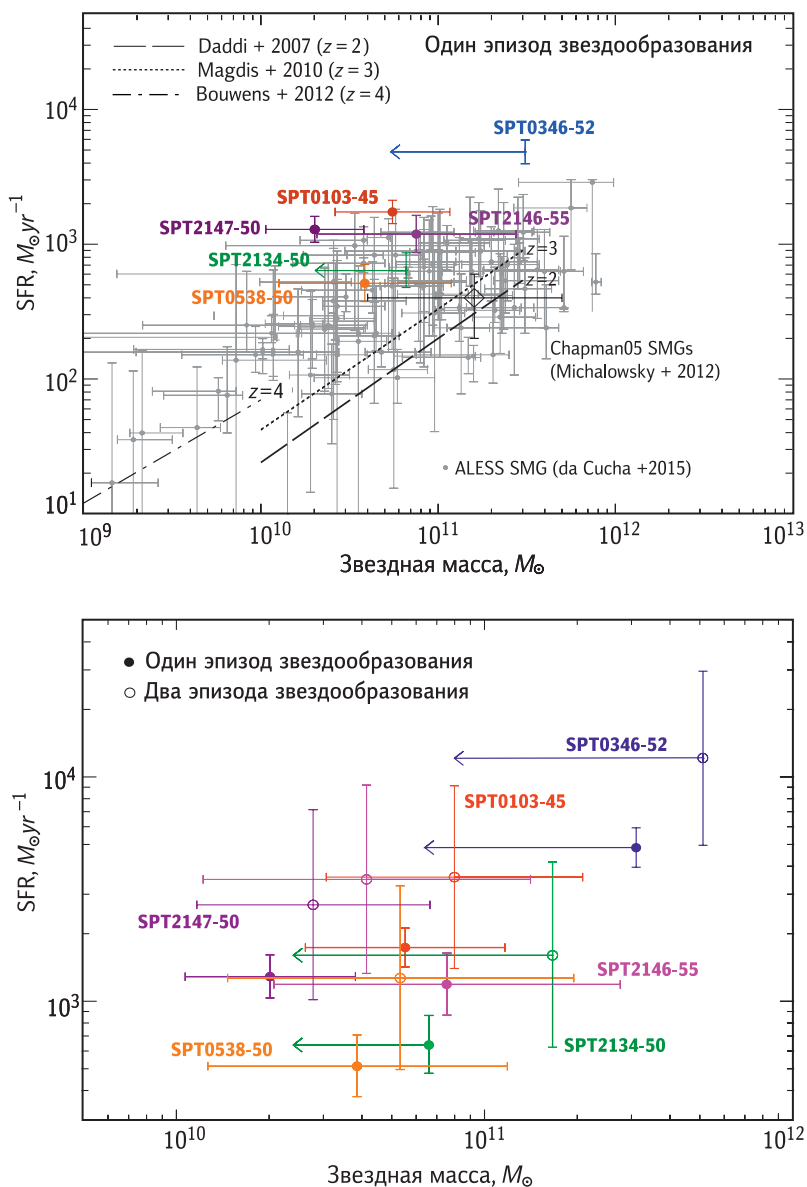


Рис. 8.7. Так называемая главная последовательность галактик, показывающая типичные темпы звездообразования и массы звездного населения для далеких субмиллиметровых галактик. Из статьи Ma et al. (2015).

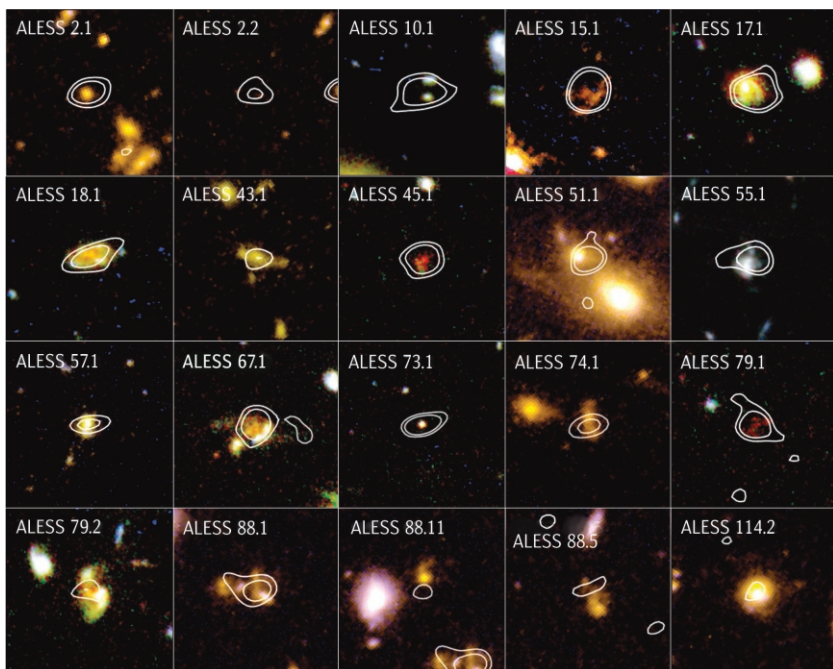


Рис. 8.8. Комбинированные изображения в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах для выборки субмиллиметровых галактик, полученные на космическом телескопе «Хаббл». Контурами наложены данные интерферометра ALMA на 870 мкм. ALESS — ALMA Extended South Survey. Из статьи Chen et al., 2015.

дообразования время пребывания SMG в такой стадии оценивается не более чем в 100 млн лет, а потом звездообразование должно прекратиться, и SMG должна превратиться в компактную массивную эллиптическую галактику. Тут наступает некоторое сомнение: количество наблюдаемых на $z > 4$ SMG в десять раз меньше числа пассивных массивных красных галактик на $z \sim 3$. Похоже, все-таки далеко не все, а точнее, сугубое меньшинство эллиптических галактик формируются в супервспышке звездообразования, вызванной большим мерджингом...

8.2.4. Lyman-break галактики на $z = 3 \div 7$

Lyman-break galaxies (Ly-break, LBG) по самому принципу своего отбора — это богатые газом галактики с интенсивным звездообразованием. Пионером поиска и изучения этих галактик был Чарльз Стей-

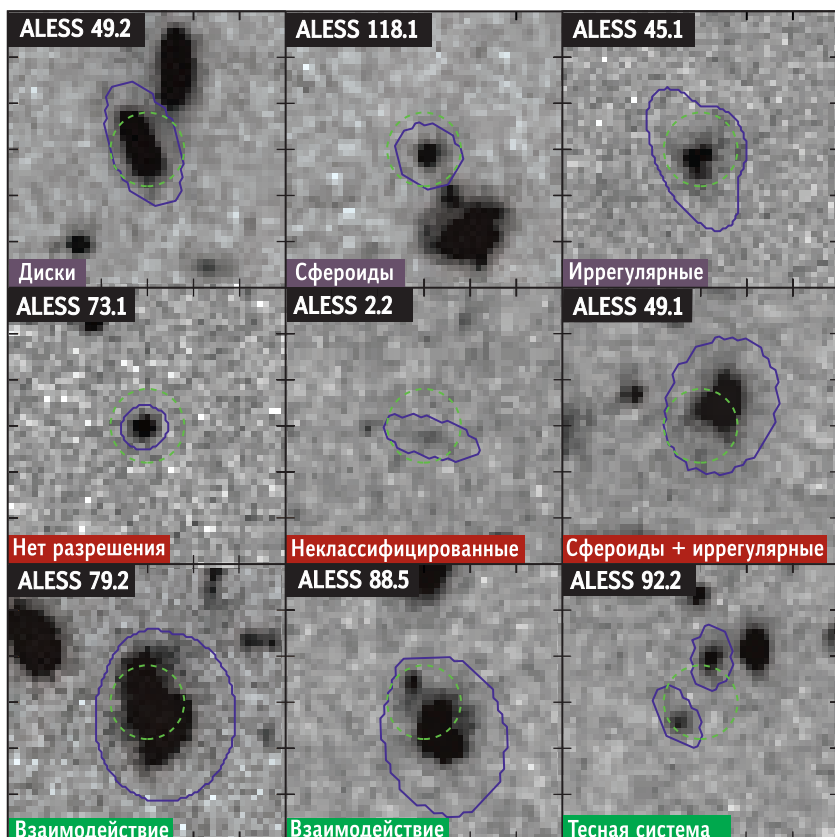


Рис. 8.9. Многообразие морфологических типов субмиллиметровых галактик: есть правильные диски, есть сфероиды, протяженные и компактные, есть иррегулярные галактики, и много взаимодействующих (сливающихся) пар (Chen et al., 2015).

дель с соавторами. По результатам фотометрического обзора на 5-метровом паломарском телескопе и последовавших за этим спектральных подтверждений на 10-метровом телескопе Keck он составил первые большие выборки LBG на $z=3$ и $z=4$ (Steidel et al., 1996a, 1999). Потом эстафету подхватил японский 8-метровый телескоп Subaru, в результате красно-инфракрасных обзоров которого сейчас имеются выборки LBG на $z=5$ и $z=6$ (Iwata et al., 2003, Shimasaku et al., 2005). Таким образом, речь идет о том, какие галактики можно видеть во Вселенной между 1 и 2 млрд лет после Большого взрыва. Типичная LBG имеет массу звезд около $10^{10} M_{\odot}$ и темпы звездообразования в несколько

десятков масс Солнца в год. Спектры LBG, полученные Стейделем с соавторами, оказались точной копией спектров галактик со вспышкой звездообразования на $z=0$. Это означает, что и металличность галактик LBG близка к солнечной. Забавно, но в спектрах большинства LBG не оказалось заметной эмиссии, даже $\text{Ly}\alpha$, а ведь именно по мощной эмиссии $\text{Ly}\alpha$ так долго пытались искать первичные галактики!

Это происходит оттого, что газовые оболочки LBG оптически толстые; более того, наблюдаются высокоскоростные истечения (профиль спектральных линий типа P Cyg в интегральном спектре галактики!), так называемый галактический ветер. Эта черта делает LBG опять-таки похожими на близкие к нам галактики со вспышками звездообразования. Сведения о морфологии LBG противоречивы. С одной стороны, форма их изображений в среднем довольно вытянутая, что намекает на их дисковую природу. С другой стороны, концентрация света к центру (крутизна радиального профиля поверхностной яркости) — как у близких к нам эллиптических галактик. Одна из работ на эту тему утверждает (Ravindranath et al., 2006), что 40% LBG имеют экспоненциальные (дисковые) профили поверхностной яркости, 30% — вокулеровские, и еще 30% — «множественные ядра» и другие признаки взаимодействующих и сливающихся пар галактик. Таким образом, морфология LBG являет собой полный набор всех возможностей, и трудно эволюционно привязать этот тип галактик к какому-нибудь конкретному типу галактик-потомков.

Ощущение неполноты понимания природы Ly-break галактик пока остается. Не только распределение по светимостям, но и средние пространственные плотности оказались одинаковыми для Ly-break галактик на $z=3$ и $z=4$. Это одно и то же население? Однако эволюционный синтез их спектров и для тех, и для других дает примерно одинаковый возраст звездного населения, $0,1 \div 1$ млрд лет (при допущении постоянной во времени интенсивности звездообразования), с медианным значением 0,3 млрд лет, а в рамках самой популярной ныне космологической ΛCDM -модели между $z=4$ и $z=3$ должно было пройти 0,6 млрд лет. Это означает, что та галактика, которой на $z=3$ всего 0,3 млрд лет, на $z=4$ еще не могла существовать! А когда объявилось население Ly-break галактик на $z \approx 5$, и все с теми же самыми свойствами, стало совсем непонятно. Может быть, поколения Ly-break галактик приходят одно за другим, дают короткую вспышку звездообразования и гаснут, и на разных красных сме-

щениях мы видим на самом деле разные Ly-break населения? Но тогда, если просуммировать все имевшие место поколения Ly-break галактик, при их пространственной плотности (и на $z=3$, и на $z=4$, и на $z=5!$), всего в 2 раза меньшей, чем современная пространственная плотность ярких ($L > L^*$) галактик, к интервалу красных смещений между 2 и 3 должно было накопиться очень много красных сфероидальных галактик с массой $\sim 10^{10} M_{\odot}$ и возрастом звездного населения больше 1 млрд лет.

Напрямую таких галактик пока не видно: например, в Глубоком хаббловском поле их просто нет ни одной (хотя Ly-break галактики на больших z есть), да и иерархическая концепция не знает, что с ними дальше, на $z < 2$, делать. Японские астрономы (Iwata et al., 2003), открывшие население Ly-break галактик на $z \approx 5$, предлагают другую гипотезу: звездообразование в Ly-break галактиках должно быть не постоянным, а спорадическим, т. е. проходить очень короткими интенсивными вспышками с большими перерывами между ними. Тогда проблема с возрастом решится и в рамках всего одного поколения Ly-break галактик. Спорадический режим звездообразования может быть физически обоснован, если между Ly-break галактиками часто случаются тесные сближения и все они являются транзитивно взаимодействующими: приливные воздействия могут стимулировать вспышки звездообразования в богатом газовом компоненте. Однако такой режим должен оставлять очень характерный рисунок в химическом составе звезд Ly-break галактик (см. гл. 5 о химической эволюции), и это вскоре может быть проверено наблюдательно.

Менее изучены, но тем не менее существуют на тех же красных смещениях еще и родственные типы галактик: менее массивные, чем LBG, галактики LAE (Lyman-Alpha Emitters), а также более массивные, до нескольких единиц на $10^{11} M_{\odot}$, красные галактики, у которых в инфракрасном диапазоне виден так называемый скачок на 4000 \AA — свидетельство старого, старше 1 млрд лет, звездного населения. Такое впечатление, что место формирования и проживания Ly-break галактик — это еще вовсе не начальная эпоха формирования галактик...

8.3. Суммируем проблемы...

Количество наблюдательной информации относительно галактик на больших красных смещениях нарастает лавинообразно; каждый год открывают не то что новые галактики — новые типы галак-

тик. Пока что обобщить всю эту информацию в единую стройную эволюционную последовательность не удастся. Причина этого отчасти в лавинообразном накоплении новых данных, отчасти — в неадекватности теории. Современная космологическая теория предлагает жесткую иерархическую схему формирования галактик: от малых к большим, постепенным слиянием карликовых галактик в гигантские, затем сбор гигантских галактик в группы и скопления. Совсем недавно теоретики нам рассказывали, что гигантские эллиптические галактики формируются на $z = 0,5$, а скопления не могут существовать на $z > 1$; сейчас наблюдатели собрали целые большие выборки и тех, и других на $z = 1,5$. На иерархический сбор галактик нужно время, и эта временная шкала рассчитывается в рамках теории весьма точно, особенно теперь, когда на основе данных по анизотропии реликтового фона с высокой надежностью вычислены основные космологические параметры: плотность темной энергии, плотность темной материи, плотность барионов, постоянная Хаббла.

То, что получается из наблюдений и что сейчас называют красивым английским словом *downsizing*, — это направление эволюции, прямо противоположное иерархической схеме. По наблюдениям именно массивные галактики сформировались раньше всех; уже на $z = 1,5$ в них заканчивается звездообразование, тогда как в карликовых галактиках оно продолжается до сих пор. Если сравнивать пространственную плотность числа массивных галактик в теории и в наблюдениях, то на $z = 2$ теория недооценивает количество массивных, $\lg(M/M_{\odot}) > 11,5$, галактик на два порядка (Conselice et al., 2007)! Теория старается поспеть за наблюдениями, уже появились модификации иерархических схем, включающие мощную обратную связь: подавление звездообразования в массивных галактиках активным ядром (квазаром), которое должно зажечься вскоре после максимума начальной вспышки звездообразования. Самая острая проблема старых массивных галактик на больших красных смещениях таким образом вроде бы решается, но кто поручится, что эти проблемы не возникнут вновь завтра, когда мы доберемся до $z \sim 8$ или 10 и уткнемся там все в те же массивные старые галактики? Теория должна опережать эксперимент...





Заключение: эмпирические сценарии эволюции галактик

Предсказания космологической теории относительно происхождения и эволюции конкретных типов галактик все время входят в противоречия с новыми наблюдательными данными. Это несколько утомляет. Многие противоречия удается разрешить (или отложить), придумывая дополнения в модель. Но некоторые противоречия остаются – например, многократный избыток карликовых галактик в моделях пока что продолжает быть нерешенной проблемой космологической теории. Более того, при переходе от подсчета галактик по светимостям к подсчетам галактик по круговым скоростям обнаружилось, что в космологических моделях предсказывается и существенный (в $5 \div 6$ раз) переизбыток галактик из разряда «крупных карликов», со скоростями вращения $30 \div 40$ км/с, – тех, что очень трудно не увидеть в ближней Вселенной (Klypin et al., 2015). При этом наблюдательные данные как для близких галактик, так и для целых популяций галактик на больших красных смещениях накапливаются всё быстрее. Семнадцать лет трудятся гигантские телескопы VLT Южной европейской обсерватории, перед которыми ставилась конкретная задача исследования галактик на больших красных смещениях. Продолжает накапливать свои глубокие экспозиции космический телескоп «Хаббл». Продолжается наземный проект SDSS, самый плодовитый по части данных. За последние 10 лет отработали несколько в высшей степени эффективных космических телескопов: ультрафиолетовый GALEX и инфракрасные Spitzer, WISE и Herschel. Все они делали глубокие обзоры достаточно обширных площадок неба и обеспечили изображения сотен и тысяч далеких и близких галактик в своих спектральных диапазонах, в дополнение к

оптическим данным SDSS и VLT. Наконец, много дают для понимания природы далеких галактик интерферометры миллиметровых и коротких сантиметровых длин волн — IRAM и ALMA. Наблюдательные данные для галактик на разных красных смещениях складываются в убедительную статистику; появляется искушение — и возможность! — придумывать сценарии формирования и эволюции галактик разных типов, не особенно оглядываясь на теорию. В конце концов, для любого хорошо обоснованного фактами сценария наши талантливые и трудолюбивые теоретики наверняка найдут место в рамках глобальной космологической картины Вселенной.

9.1. Эволюция размеров: возможные механизмы

С помощью телескопа «Хаббл», обладающего уникальным угловым разрешением, а также благодаря адаптивной оптике в ближнем инфракрасном диапазоне на крупных наземных телескопах, удалось составить хорошую статистику и проследить эволюцию типичных размеров галактик разных морфологических типов за последние $10 \div 11$ млрд лет. Оказалось, что неожиданно быстро эволюционируют размеры именно эллиптических, пассивных (в смысле звездообразования) галактик. На красном смещении $1,5 \div 2$ наблюдается целое население объектов — гигантских, сфероидальных, без звездообразования, — радиусы которых в $4 \div 6$ раз меньше, чем размеры таких же по массе эллиптических галактик рядом с нами. А если сообразить, что при разнице линейных размеров $4 \div 6$ раз вся эта гигантская масса звезд, 100 миллиардов солнечных масс, была втиснута в объем, в 100 раз меньший нынешнего, и соответственно плотность упаковки звезд в центрах далеких эллиптических галактик 10 млрд лет назад была на два порядка больше нынешней... Раз у галактик нет звездообразования, то хотелось бы придумать какой-нибудь чисто динамический механизм, который привел бы далекие компактные массивные эллиптические галактики на современную фундаментальную плоскость за $8 \div 11$ млрд лет эволюции.

В принципе, большой «сухой» (бездиссипативный) мерджинг способен привести к расширению центрального сгущения (*core*) и уменьшению центральной звездной плотности. Но при больших слияниях размер продукта слияний будет расти примерно пропорционально его массе. Это значит, что на диаграмме «масса — эффективный радиус» галактика будет эволюционировать под очень небольшим

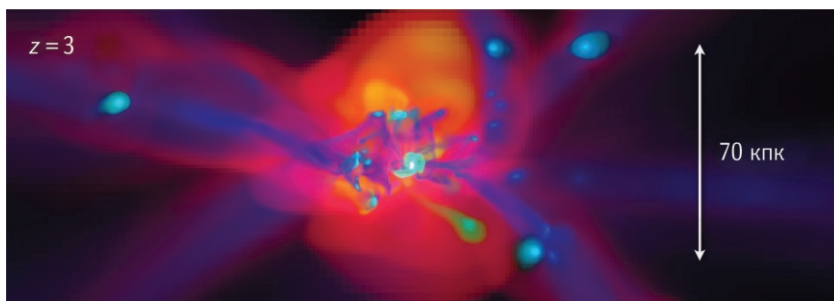


Рис. 9.1. Линейная аккреция холодного газа из филаментов крупномасштабной структуры на формирующийся диск галактики (симуляция, синий цвет — холодный газ). Из статьи Agertz et al., 2011.

углом, почти параллельно последовательности современных эллиптических галактик. А при «посадке» далекой галактики массой $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ путем серии больших слияний на диаграммах «масса — средняя плотность» или «масса — дисперсия скоростей звезд» на современные последовательности она будет «улетать» по массе далеко за пределы $10^{12} M_{\odot}$. Но рядом с нами отсутствуют в достаточном количестве такие массивные галактики. Это значит, что эволюционный канал больших слияний для далеких массивных компактных эллиптических галактик наблюдательно закрыт.

С учетом этого, а также принимая во внимание крутые градиенты металличности звездного населения во внутренних областях галактик и пологие — во внешних, ряд исследователей, и мы в том числе, предложили для формирования и эволюции эллиптических галактик другой сценарий, который кардинально отличается от классического иерархического сценария больших слияний. Этот сценарий сейчас фигурирует в литературе как «двухэтапный» или «двухстадийный». Основываясь на наборе чисто эмпирических аргументов, можно предположить, что в ходе первой стадии, на $z \geq 3$, формировались компактные «затравки» будущих эллиптических галактик, и формировались они в процессе, очень похожем на монолитный коллапс. Впоследствии, на $z \leq 1,5$, и масса, и размер этих звездных систем увеличивались благодаря множественному малому мерджингу: на галактику падали ее спутники.

В природе в эллиптических галактиках наблюдается полное разнообразие радиальных профилей среднего возраста звездного населения; можно предположить, что это из-за того, что на хозяйскую

галактику могли падать как спутники с газом, с небольшим его количеством, так и спутники совсем без газа, как спутники со старым звездным населением, так и спутники с относительно молодыми звездами. В этом вопросе должно наблюдаться — и наблюдается — «космическое разнообразие» (*cosmic variance*).

Однако с динамической точки зрения моделирование множественного малого мерджинга предсказывает, что звездная система, испытывающая его, будет греться, расширяться, и ее радиус будет расти пропорционально *квадрату* массы. А это значит, что возможно существенно увеличить размер звездной системы, несильно изменяя ее массу. Это, очевидно, как раз то, что наблюдается, если считать далекие компактные эллиптические галактики непосредственными эволюционными предшественниками современных эллиптических галактик.

9.2. Downsizing: от большого к малому

Самое неожиданное — в результате наблюдений абсолютно не оправдалось иерархическое «собираение» галактик, предсказанное космологами. Вместо первоначального рождения карликов и их постепенного слияния в гигантские галактики наблюдается как раз обратный процесс. Гигантские галактики образовались первыми, причем в последние 8 млрд лет, на $z < 1$, отсутствовала эволюция как их числа (в единице сопутствующего объема), так и их содержимого — звездного населения. При наблюдениях близких эллиптических галактик были обнаружены корреляции: чем массивнее галактика, тем старше ее звездное население, а также чем массивнее галактика, тем выше отношение содержания магния к железу в ее звездах. Последняя зависимость означает, что чем массивнее галактика, тем короче была эпоха основного звездообразования в ней: для самых массивных E-галактик эта эпоха значительно короче одного миллиарда лет.

Между тем численное моделирование эволюции Вселенной, в котором первую роль играет гравитация, а вторую — газодинамика, предсказывает все как раз наоборот. Если галактика маломассивная, она не может удержать газ, нагреваемый молодыми звездами, он должен практически сразу после начала звездообразования покинуть галактику, и звездообразование должно останавливаться рано. В массивных же галактиках гравитация способна удержать газ в

процессе звездообразования до полного его исчерпания. Что же мы на самом деле видим во Вселенной? В массивных эллиптических галактиках отношение магния к железу в звездах свидетельствует об эпохе звездообразования продолжительностью максимум несколько сотен миллионов лет; тогда как в сфероидальных карликах Местной группы прямые оценки возрастов звезд, а также и отношение магния к железу в их атмосферах, дают длительность самой первой эпохи звездообразования не менее 3 млрд лет. Как это может быть? Приходится вводить в модели формирования галактик дополнительные факторы, подправляющие изначально слишком простую физику.

Для быстрой остановки звездообразования в массивных сфероидальных галактиках придумали *feedback* (обратную связь) от центральных черных дыр. Когда в галактике при начале основного звездообразования еще много газа, его потоки к центру должны «поджигать» активность ядра, что, вероятно, и наблюдается на красном смещении около 2, где особенно много квазаров. А дальше проснувшийся квазар своим мощным излучением разогревает окружающий газ и не дает ему больше собираться в звезды. Как известно, чем больше масса сфероидальной галактики, тем массивнее ее центральная черная дыра (по крайней мере, в настоящую эпоху — эта оговорка важна). А чем массивнее черная дыра, тем выше ее эддингтоновский предел, тем мощнее, в принципе, она может светить. Вот отсюда может возникнуть «правильная» корреляция между массой галактики и краткостью эпохи звездообразования в ней. И действительно, когда этот *feedback* включили в полуаналитические модели формирования галактик в рамках эволюции Вселенной (LCDM-модель), сразу стало значительно легче: в модели появились старые массивные эллиптические галактики на $z=0$.

Немного смущает, что в наблюдениях пока не удалось увидеть остановку звездообразования квазаром в конкретных галактиках на $z=2 \div 3$, хотя космический телескоп «Гершель», наблюдавший в далеком инфракрасном диапазоне и специализированный как раз для измерений темпов звездообразования в далеких галактиках, был нацелен на эту задачу и особо искал хоть какие-то случаи такого рода. Не нашел.

Что касается галактических ветров в карликах, то очень постепенно, и тоже в результате наблюдений, исследователи приходят к

мысли, что энергетика вспышек звездообразования в малых галактиках не хватает для того, чтобы заставить газ улететь насовсем. Наблюдаемые истечения из областей звездообразования показывают весьма умеренные скорости, меньшие, чем скорость убегания. То есть события в карликах, вероятно, развиваются так: начинается звездообразование, газ греется и уходит из областей звездообразования, останавливая процесс на какое-то, вероятно, недолгое, время. Но уходит он недалеко, застревая в темном гало. Там он высвечивает энергию, остывает и падает обратно на галактику, провоцируя начало следующего этапа звездообразования. Поэтому звездообразование в карликах продолжается миллиарды лет, и часто вплоть до настоящей эпохи; но происходит короткими вспышками.

9.3. Аккреция: основной двигатель эволюции дисковых галактик?

Независимо от общего космологического сценария эволюции Вселенной исследователи уже давно осознали необходимость допущения постоянной аккреции внешнего холодного газа на диск нашей Галактики, а по аналогии — и на диски спиральных галактик вообще. Каковы наблюдательные факты, делающие необходимым допущение такой аккреции? Прежде всего невозможность построения моделей химической эволюции дисковых галактик без внешней аккреции. В окрестностях Солнца давно выявлен «парадокс G-карликов». Это звезды спектрального класса G с массами порядка одной массы Солнца, и время их жизни на главной последовательности — около 10 млрд лет. Это означает, что в диске нашей Галактики, где звездообразование теплится в примерно постоянном темпе все последние 8 млрд лет, среди G-карликов должны встречаться звезды всех возрастов, от 8 млрд лет до нуля. А поскольку звезды в процессе своего горения все время синтезируют новые химические элементы — кислород, магний, железо, — то содержание тяжелых химических элементов в звездах должно со временем увеличиваться, и молодые звезды должны содержать больше тяжелых элементов, чем старые. Так вот, *все* G-карлики в окрестностях Солнца имеют одинаковую металличность — солнечную! То же самое и с субгигантами: их возраст можно измерить, так вот у этих звезд в диске нашей Галактики отсутствует корреляция «возраст—металличность»!

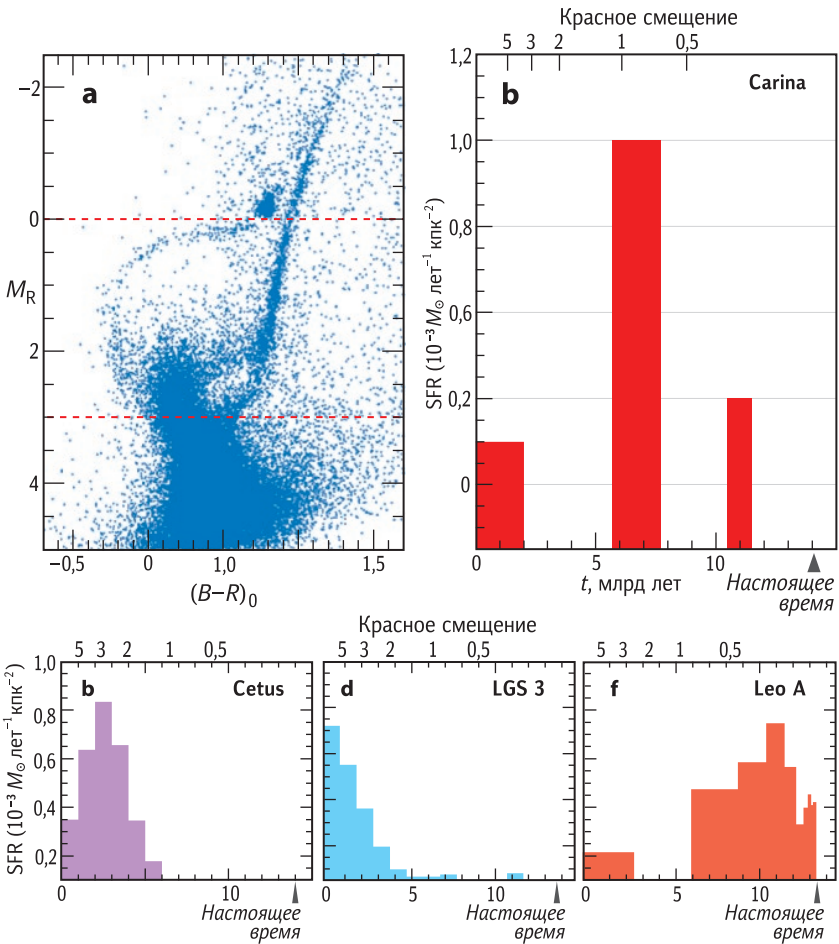


Рис. 9.2. Истории звездообразования в карликовых сфероидальных спутниках нашей Галактики. Tolstoy et al., 2009.

Решить этот парадокс можно только одним эффективным способом: постоянно разбавлять газ диска Галактики, обогащенный свежесинтезированными продуктами звездной эволюции, внешним газом, бедным металлами. Тогда возможно поддерживать среднюю металличность газа и формирующихся из него звезд на постоянном уровне все время жизни и эволюции галактического диска.

Для других спиральных галактик — для спиральных галактик ближней Вселенной как класса — есть еще один серьезный аргумент,

требующий постоянной добавки внешнего газа в диск галактики. Это короткое время «исчерпания газа». Звезды образуются из молекулярного газа, а облака молекулярного газа, при определенных благоприятных условиях, собираются из водорода атомарного. Оказалось, что если разделить наблюдаемую в галактике массу молекулярного газа на темп звездообразования, то получается время исчерпания молекулярного газа, одинаковое для всех спиральных галактик — около 2 млрд лет (Bigiel et al., 2011). Но время жизни галактических дисков, в течение которого звездообразование все время идет с более или менее постоянной скоростью, — $8 \div 10$ млрд лет! Неужели мы присутствуем при массовой смерти спиральных галактик? Эта идея никому не нравится; спасение от роковой выделенности нашей эпохи наблюдений состоит в предположении, что постоянная аккреция газа извне подпитывает звездообразование в диске и что это в принципе равновесный процесс — сколько газа сверху упадет в единицу времени, столько и уйдет на формирование новых звезд.

Итак, ход эволюции спиральных галактик в последние 8 млрд лет полностью зависел от аккреции извне холодного газа — и звездообразование, и химическая эволюция. И, возможно, структурная эволюция тоже. Источник этого холодного газа пока в наблюдениях не выявлен. Это может быть обдирание газа с маломассивных спутников — например, все близкие спутники Галактики лишены сейчас газа, хотя еще $3 \div 5$ млрд лет назад газа у них было много, потому что активно шло звездообразование, и остались многочисленные звезды среднего возраста от тех времен. Есть также красивое теоретическое построение Филиппо Фратернали, согласно которому «галактические фонтаны» — выбрасываемые наружу из областей звездообразования газовые потоки — могут захватывать горячий газ гало, остужать его и вместе с ним низвергаться обратно в галактический диск, добавляя таким образом топлива в процесс звездообразования (Fraternali et al., 2013). Однако подчеркнем, наблюдательно источники внешней аккреции холодного газа пока не установлены.

После обзора ближних галактик космическим ультрафиолетовым телескопом GALEX выяснилось, что 30% всех дисковых галактик имеют ультрафиолетовое продолжение дисков — излучение в ультрафиолете продолжается иногда на два–пять радиусов оптического (старого) звездного диска. Понятно, что это на наших глазах продолжается «достройка» внешних областей диска, формирова-

ние диска inside-out. Но что питает это звездообразование в областях, где старых звезд нет? Между прочим, и молекулярного газа там не видно, только атомарный водород. Сейчас уже уверенно говорят, что протяженные ультрафиолетовые диски галактик — это следствие недавнего падения крупной массы внешнего газа именно на периферию галактик. То есть падало не просто газовое облако — падало газовое облако с большим моментом импульса, необходимым для того, чтобы оно осело именно во внешней части вращающегося галактического диска. И вот тут пора перейти к вопросу об источниках внешней аккреции газа.

Космологи обещали, что Λ CDM-теория эволюции Вселенной как целого способна обеспечить источник постоянной плавной аккреции газа на диски галактик. А именно, первичный газ, вириализованный до рентгеновских температур по всему объему темного гало, должен очень постепенно остывать, высвечивая свою энергию, и оседать в диск (поскольку момент он при этом не теряет). Однако с наблюдениями опять вышла незадача: у гигантских спиральных галактик не оказалось рентгеновских гало! У эллиптических галактик той же массы — наблюдаются, а у спиральных, которым аккреция гораздо нужнее, чем эллиптическим, — нет. Или, если, как у трех самых массивных спиральных галактик, удастся что-то вытянуть, то оказывается, что этого рентгеновского газа примерно в 100 раз меньше, чем нужно.

И вот тут нашелся теоретик — израильский космолог Авишай Декель, — который предложил радикальное *теоретическое* решение проблемы. Он предложил линейную аккрецию холодного газа из космологических филаментов.

9.4. Космологические филаменты!

Изначально однородная Вселенная очень быстро в процессе эволюции распределения темной материи под действием гравитации приобретает сетчатую, или ячеистую, или пенообразную структуру. И тогда между «узлами» крупномасштабной структуры, где рождаются массивные галактики, натягиваются нити — так называемые филаменты. Они состоят из темной материи, но есть там и газ, причем газ холодный, и он не стоит на месте: под действием гравитации он течет в узлы, туда, где идет формирование галактик. Первоначальные расчеты Декеля показывали, что аккреция холодного газа

из филаментов на галактики эффективна только на больших красных смещениях, $z > 2$, и он даже связывал резкий спад в интенсивности космического звездообразования на $z < 1$ со сменой доминирующего режима аккреции — с линейного холодного на цилиндрический горячий. Однако сама идея была так хороша и так здорово решала и проблему источника аккреции холодного газа, и проблему недостатка момента в модельных галактиках, получаемых цилиндрической аккрецией, что астрономы стали ее обдумывать и обдумывать.

И тут вот что приходит в голову. Да, у *массивных* галактик аккреция из филаментов становится неэффективной на $z < 1$ из-за того, что у них предполагается наличие горячей газовой короны, которая будет разогревать и поглощать любой приходящий снаружи филамент. Однако это именно у *массивных* галактик! Которые, кстати, сейчас выглядят как эллиптические, потому что горячие газовые короны у них есть, а вот звездообразования — нет. А у маломассивных галактик рентгеновских гало и быть не может — не хватает массы, чтобы разогреть и удержать газ. То есть маломассивным галактикам ничто не мешает аккрецировать из филаментов и на $z < 1$.

Позвольте, что же это получается? Массивные галактики аккрецируют из филаментов на $z > 2$, но и звезды свои они образуют тогда же. А маломассивные галактики аккрецируют из филаментов до сих пор, и звездообразование в них продолжается до сих пор! Это же *downsizing!* Без всякого «обратного эффекта» от активных ядер! А увеличение размеров «космологических ячеек» со временем, то есть фактически увеличение расстояний между соседними филаментами, все большее и большее «прореживание» системы филаментов, может приводить к тому, что они все чаще «промахиваются» мимо центра галактики при аккреции на нее и таким образом приносят газ со все бóльшим орбитальным моментом. Это приводит к концентрации аккрецируемого газа на периферии дисков и к построению дисков спиральных галактик «изнутри наружу» (inside-out).

9.5. Эмпирический сценарий: все начиналось с $S0$...

Итак, какие установленные наблюдательные факты могут служить основой для формулировки эмпирического сценария эволюции дисковой галактики? На больших красных смещениях, 10 млрд лет назад, в дисках галактик еще было много собственного газа, до половины всей барионной массы или выше. Эти газовые диски были

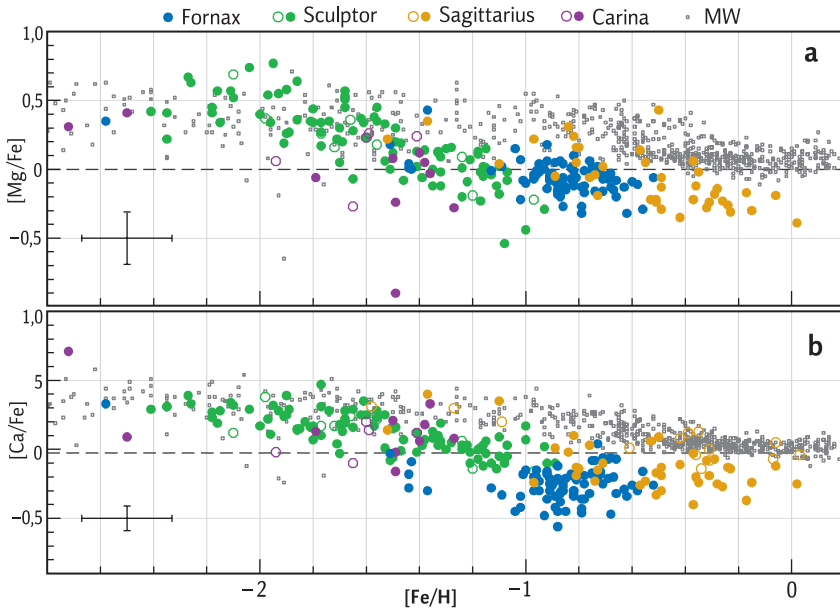


Рис. 9.3. Отношение альфа-элементов магния и кальция к железу в звездах карликовых сфероидальных спутников нашей Галактики по сравнению со собственными звездами нашей Галактики. Незаполненные кружки — данные щелевой спектроскопии, заполненные — мультиобъектной. Tolstoy et al., 2009.

толстыми, турбулентными, и звездообразование в них шло невероятно эффективно, с временами исчерпания газа меньше 1 млрд лет. Из этой эпохи должны были «вылупляться» толстые звездные диски, без спиральных рукавов из-за того, что они динамически горячие и потому устойчивые против волновых возмущений плотности. И отношение магния к железу в звездах этого диска должно было быть выше солнечного, из-за краткости эпохи звездообразования.

Первые ассоциации, которые вызывает это описание: это диски линзовидных галактик в близких группах и скоплениях, там, где не было условий для внешней аккреции холодного газа последние $5 \div 8$ млрд лет, где «реликтовые» дисковые галактики могли сохраняться без новых добавок звезд все эти последние миллиарды лет. Но и толстый диск нашей собственной Галактики тоже подходит под это описание!

Ближе к эпохе $z=1$ ситуация во Вселенной меняется. Звездный компонент в массивных галактиках уже в основном сформировался,



Рис. 9.4. Галактический ветер, «дующий» по всему диску галактики M82, отличающемуся мощным звездообразованием (картинка в инфракрасных лучах с космического телескопа Spitzer). Потом весь этот газ упадет обратно в диск M82 и послужит для дальнейшего звездообразования. Фото NASA/ESA.

и собственного газа в дисках не осталось. Звездообразование во Вселенной начинается затухать — средняя космическая интенсивность звездообразования падает практически вертикально, с $z=1$ до $z=0$ она упала на порядок. Но в локальной Вселенной есть (должна быть!) постоянная аккреция внешнего газа с высоким моментом импульса на диски галактик — на массивные эллиптические галактики она не идет, потому что там на пути холодных потоков газа встает горячее

Рис. 9.5. **Arp 147**: так образуются «импактные» кольца звездообразования — пролетом одной галактики через диск другой. Но аг: а вот как образовалось кольцо вокруг галактики Но аг, не знает окончательно никто. **NGC 3610**: эллиптическая галактика, испытавшая «сухой малый мержинг» — диск внутри и внешние асимметричные оболочки. **NGC 6861**: а это эллиптическая галактика, испытавшая «мокрый малый мержинг» — внутри сфероида крутится газово-пылевой диск. **NGC 3081**: еще один великолепный экземпляр кольцевой галактики; на этот раз кольца, вероятно, резонансные, порождены баром.

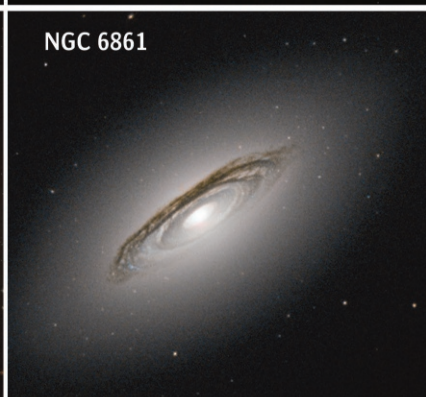
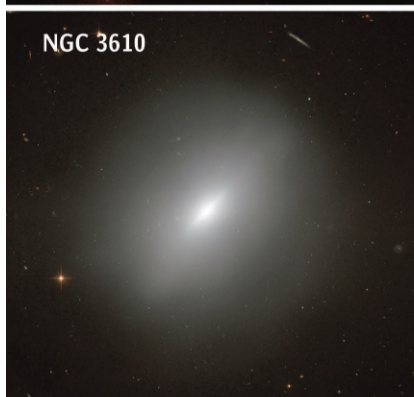
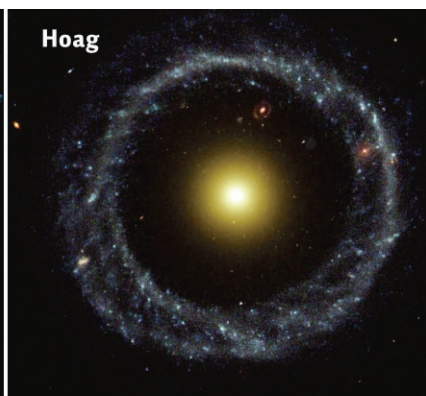
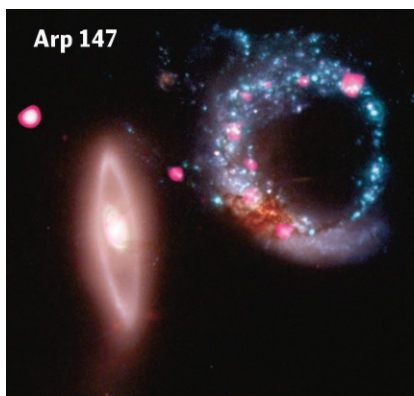




Рис. 9.6. NGC 1097: в этой спиральной галактике с баром можно увидеть не только ядерное кольцо звездообразования, но и темные пылевые полосы вдоль кромок баров — ударные фронты, в которых газ теряет момент, чтобы устремиться в центр галактики и запитать кольцо звездообразования.

рентгеновское гало (оно там действительно наблюдается). Именно внешняя аккреция холодного газа может подпитывать современное звездообразование в дисковых галактиках; не такое эффективное, как на $z=2$, но все-таки местами заметное. Мы знаем, что в локальной Вселенной, в поле (т. е. вне скоплений), 75% галактик — спиральные, а 15% — линзовидные. То есть в одних дисках, которых больше, звездообразование идет и видны спиральные ветви, а в других, которых меньше, звездообразования практически нет (а когда есть, это не спиральные ветви, а кольца). Почему? Неужели на линзовидные галактики поля не идет аккреция, хотя они находятся точно в таком же окружении, что и спиральные?

Нет. Статистика результатов наших наблюдений показывает, что на линзовидные галактики поля аккреция газа идет: в большинстве из них протяженные газовые диски наблюдаются. Однако газ в этих дисках ионизован не молодыми звездами, а ударными волнами. Спектральные наблюдения показывают, что именно в линзовидных галактиках поля кинематика газа часто не похожа на кинемати-

ку звезд: газ или вращается в обратную сторону, или вообще сосредоточен в диске, плоскость которого наклонена к плоскости звездного диска. Очевидно, гравитационные приливные воздействия звезд на такой газовый диск греют его и мешают звездообразованию (которое требует холодного газа). То есть условием стационарного звездообразования в диске галактики в настоящую эпоху является не только постоянная аккреция внешнего газа, но и подходящая геометрия этой аккреции – в плоскости основного звездного диска. Что опять же возвращает нас к холодным филаментам Декеля! Впрочем, ориентация современных дисковых галактик в пространстве относительно филаментов крупномасштабной структуры – это модная сейчас, но совершенно отдельная тема...

Мы сформулировали сценарии формирования и эволюции для эллиптических и дисковых галактик, опираясь только на наблюдательные данные. Теоретические «фишки», необходимые для этих сценариев, – например, холодные газовые филаменты Декеля – пока не признаются за *теоретическую реальность* большинством космологов. И, однако, наблюдательные факты внутри этих сценариев хорошо увязаны друг с другом. В принципе, особого противоречия с глобальной космологией у наших сценариев нет, но в глобальной космологии кое-чего явно не хватает для того, чтобы сделать наши сценарии *предпочтительными с теоретической точки зрения*, а не только с наблюдательной. Будем работать дальше – область астрономии, связанная с эволюцией галактик, сейчас бурно развивается. И раз в пару-тройку лет существенно меняются *парадигмы* – в основном под натиском новых наблюдений. Будем работать дальше!



Литература

- Галактики / ред.-сост. В. Г. Сурдин. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: Физматлит, 2017.
- Звезды / ред.-сост. В. Г. Сурдин. Изд. 3-е, испр. и доп. М.: Физматлит, 2013.
- Засов А. В. и Сильченко О. К. // Астрон. журн. 1983. Т. 60. С. 1063–1072.
- Сильченко О. К. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 19–26.
- Сильченко О. К. // Письма в Астрон. журн. 1993. Т. 19. С. 693–700.
- Сильченко О. К. Эволюция галактик // Галактики / ред.-сост. В. Г. Сурдин. М.: Физматлит, 2017.
- Ade P. A. R. et al. // Astron. Astrophys. 2016. Vol. 594, article id. 13, 63 pp.
- Agertz A., Teyssier R., Moore B. // MNRAS, 2011. Vol. 410. P. 1391–1408.
- Asplund M. et al. // Astron. Astrophys. 2004. Vol. 417. P. 751–768.
- Baes M., Silchenko O. K., Moiseev A. V., Manakova E. A. // Astron. Astrophys. 2007. Vol. 467. P. 991–1001.
- Barnes J. E., Hernquist L. // Astrophys. J. 1996. Vol. 471. P. 115–142.
- Behroozi P. S., Wechsler R. H., Conroy Ch. // Astrophys. J. 2013. Vol. 770, Issue 1, article id. 57, 36 pp.
- Bennett C. L. et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2013. Vol. 208, article id. 20, 54 pp.
- Bensby T., Feltzing S., Oey M. S. // Astron. Astrophys. 2014. Vol. 562, article id. 71, 28 pp.
- Bernardi M. et al. // Astron. J. 2003. Vol. 125. P. 1866–1881.
- Bessell M. S. et al. // Astrophys. J. Lett. 2015. Vol. 806, article id. L16, 6 pp.
- Bigiel F. et al. // Astrophys. J. Lett. 2011. Vol. 730, article id. L13, 6 pp.
- Binney J. // Astrophys. J. 1977. Vol. 215. P. 483–491.
- Binney J. // MNRAS. 1978. Vol. 183. P. 501–514.
- Boehle A. et al. // Astrophys. J. 2016. Vol. 830, article id. 17, 23 pp.
- Böhringer H. et al. // Astron. Astrophys. 2004. Vol. 416, P. L21–L25.
- Böhringer H., Matsushita K., Finoguenov A., Xue, Y., Churazov, E. // Advances in Space Research, 2005. Vol. 36. P. 677–681.
- Bosma A. // Astron. J. 1981. Vol. 86. P. 1825–1846.
- Bourne N. et al. // MNRAS, 2017, in press
- Brinchmann J. et al. // Astrophys. J. 1998. Vol. 499. P. 112–133.
- Bruzual A. G. // Revista Mexicana de Astronomia and Astrofisica, Conf. Ser. 1996. Vol. 4. P. 61–66.
- Buitrago F. et al. // Astrophys. J. 2008. Vol. 687, article id. L61, 4 pp.
- Burgess A. // MNRAS, 1958. Vol. 118. P. 477–495.
- Burles S., Tytler D. // Space Science Rev. 1998. Vol. 84. P. 65–75.
- Butcher H., Oemler A. Jr. // Astrophys. J. 1978a. Vol. 219. P. 18–30.
- Butcher H., Oemler A. Jr. // Astrophys. J. 1978b. Vol. 226. P. 559–565.
- Byun Y.-I. et al. // Astron. J. 1996. Vol. 111. P. 1889–1900.

- Calzetti D., Heckman T. M. // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 519. P. 27–47.
- Cappellari M. et al. // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 578. P. 787–805.
- Carlberg R. G. // *Astrophys. J.* 1984a. Vol. 286. P. 403–415.
- Carlberg R. G. // *Astrophys. J.* 1984b. Vol. 286. P. 416–421.
- Carlberg R. G., Lake G., Norman C. A. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 300. P. L1-L4.
- Carraro G., Chiosi C. // *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 287, P. 761–768.
- Carswell R. F., Webb J. K., Lanzetta K. M. et al. // *MNRAS*, 1996. Vol. 278. P. 506–518.
- Casagrande L. et al. // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 530, article id. 138, 21 pp.
- Chabrier G. // *PASP*, 2003. Vol. 115. P. 763–795.
- Charlot S., Bruzual A. G. // *Astrophys. J.* 1991. Vol. 367. P.126–140.
- Chatzopoulos S. et al. // *MNRAS*, 2015. Vol. 447. P. 948–968.
- Chen C.-C. et al. // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 799, article id. 194, 28 pp.
- Chiappini C., Matteucci F., Gratton R. // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 477. P. 765–780.
- Cole S. et al. // *MNRAS*, 1994. Vol. 271. P. 781–806.
- Conselice Ch.J. et al. // *MNRAS*, 2007. Vol. 381. P. 962–986.
- Cote P. et al. // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 671. P. 1456–1465.
- Courteau S., de Jong R. S., Broeils A. H. // *Astrophys. J. Letters*, 1996. Vol. 457. P. L73–L76.
- Da Cunha E. et al. // *Astrophys. J.*, 2015. Vol. 806, article id 110, 22 pp.
- Daddi E. et al. // *Astrophys. J.* 2004. Vol. 617. P. 746–764.
- Daddi E. et al. // *Astrophys. J.* 2005a. Vol. 626, P. 680–697.
- Daddi E. et al. // *Astrophys. J.* 2005b. Vol. 631, P. L13–L16.
- Dauphas N. // *Nature*, 2005. Vol. 435. P. 1203–1205.
- De Vaucouleurs G., Bollinger G. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 233. P. 433–452.
- De Vaucouleurs G. // *Observatory*. 1982. Vol. 102. P. 178–194.
- Dodds-Eden K. et al. // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 698. P. 676–692.
- Dopita M. A., Ryder S. D. // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 430. P. 163–178.
- Dotter A., Kaluzny J., Thompson I. B. // *The ages of stars. IAU Symp.* 258, 2009. P. 171–176.
- Dressler A. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 236. P. 351–365.
- Duc P.-A., Mirabel F. // *The Messenger*, 1997. Vol. 89. P. 14–18.
- Eckart A., Genzel R. // *Nature*. 1996. Vol. 383. P. 415–417.
- Eckart A. et al. // *Astron. Astrophys.* 2006. Vol. 450. P. 535–555.
- Eggen O. J., Lyndel-Bell D., Sandage A. R. // *Astrophys. J.* 1962. Vol. 136. P. 748–766.
- Erwin P., Sparke L. S. // *Astron. J.* 2002. Vol. 124. P. 65–77.
- Faber S. M. et al. // *Astron. J.* 1997. Vol. 114. P. 1771–1796.
- Ferguson H. C., Dickinson M., Williams R. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 38. P. 667–715.
- Finoguenov A., David L. P., Ponman T. J. // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 544. P. 188–203.
- Fraternali F. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2013. Vol. 764, article id. L21, 5 pp.

- Frebel A., Norris J. E. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2015. Vol. 53. P. 631–688.
- Freeman K. C. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 160. P. 811–830.
- Friedli D., Benz W. // *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 268. P. 65–85.
- Friedli D., Benz W. // *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 301. P. 649–665.
- Fuhrmann K. // *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 338. P. 161–183.
- Gebhardt K. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 2000. Vol. 539. P. L13–L16.
- Genzel R. et al. // *Nature.* 2003. Vol. 425. P. 934–937.
- Ghez A. M. et al. // *Astrophys. J.* 2008. Vol. 689. P. 1044–1062.
- Gnedin O. Y. et al. // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 671. P. 1115–1134.
- Gott J. Richard III // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 186. P. 481–500.
- Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B. // *Astron. Astrophys.* 1987. Vol. 186. P. 1–21.
- Guiderdoni B., Rocca-Volmerange B. // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1988. Vol. 75. P. 93–106.
- Haiman Z., Cen R. // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 578. P. 702–707.
- Heckman T. M. // *Astron. Astrophys.* 1980. Vol. 87. P. 152–164.
- Hidalgo S. L. et al. // *Astrophys. J.* 2013. Vol. 778, article id. 103, 11 pp.
- Hinshaw G. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2013. Vol. 208, article id. 19, 25 pp.
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. Vol. 98. P. 477–593.
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1997a. Vol. 112. P. 315–390.
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W., Peng C. Y. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1997b. Vol. 112. P. 391–414.
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W. // *Astrophys. J.* 1997c. Vol. 487. P. 568–578.
- Ho L. C., Filippenko A. V., Sargent W. L. W. // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 583. P. 159–177.
- Howell J. H. // *Astron. J.* 2005. Vol. 130. P. 2065–2086.
- Hozumi Sh., Hernquist L. // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 2005. Vol. 57. P. 719–731.
- Iwata I. et al. // *Publ. Astron. Soc. Japan*, 2003. Vol. 55. P. 415–432.
- Izotov Yu. I., Thuan T. X. // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 500. P. 188–216.
- Izotov Yu. I., Thuan T. X., Guseva N. G. // *MNRAS.* 2014. Vol. 445. P. 778–793.
- Jeans J. H. // *Philosophical Transactions of the Royal Soc. of London. Series A*, 1902. Vol. 199. P. 1–53.
- Johnston E. J., Aragon-Salamanca A., Merrifield M. R. // *MNRAS.* 2014. Vol. 441. P. 333–342.
- Kaluzny J. et al. // *Acta Astronomica*, 2014. Vol. 64. P. 11–26.
- Katkov I. Yu., Silchenko O. K., Afanasiev V. L., *MNRAS.* 2014. Vol. 438. P. 2798–2803.
- Kennicutt R. C., Tamblyn P., Congdon C. W. // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 435. P. 22–36.
- Kennicutt R. C. // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1998. Vol. 36. P. 189–231.
- Kennicutt R. C. // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 498. P. 541–552.
- Klypin A. et al. // *MNRAS.* 2015. Vol. 454. P. 1798–1810.

- Kobayashi Ch. // MNRAS. 2004. Vol. 347. P. 740–758.
- Kormendy J. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 292. P. L9–L13.
- Kormendy J. // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 325. P. 128–141.
- Kormendy J., Kennicutt R. C. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2004. Vol. 42. P. 603–683.
- Kormendy J. // *Galactic bulges. IAU Symp.* 153. Kluwer, Dordrecht, 1993. P. 209–226.
- Kron R. G. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 43. P. 305–325.
- Kroupa P. // MNRAS, 2001. Vol. 322. P. 231–246.
- Kurk J. D. et al. // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 669. P. 32–44.
- Lake G., Carlberg R. G. // *Astron. J.* 1988a. Vol. 96. P. 1581–1586.
- Lake G., Carlberg R. G. // *Astron. J.* 1988b. Vol. 96. P. 1587–1592.
- Larson R. B. // MNRAS. 1969. Vol. 145. P. 405–422.
- Larson R. B. // MNRAS. 1974. Vol. 166. P. 585–616.
- Larson R. B. // MNRAS. 1975. Vol. 173. P. 671–699.
- Larson R. B. // MNRAS. 1976. Vol. 176. P. 31–52.
- Larson R. B., Tinsley B. M. // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 219. P. 46–59.
- Le Fèvre O. et al. // MNRAS. 2000. Vol. 311. P. 565–575.
- Lilly S. et al. // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 500. P. 75–94.
- Lin D. N. C., Pringle J. E. // *Astrophys. J.* 1987. Vol. 320. P. L87–L91.
- Lyskova N., Churazov E., Moiseev A., Silchenko O., Zhuravleva I. // MNRAS. 2014. Vol. 441. P. 2013–2033.
- Ma J. et al. // *Astrophys. J.* 2015. Vol. 812, article id. 88, 16 pp.
- Madau P. et al. // MNRAS. 1996. Vol. 283. P. 1388–1404.
- Madau P., Pozzetti L., Dickinson M. // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 498. P. 106–116.
- Maoz E. // *Astrophys. J.* 1998. Vol. 494. P. L181–L184.
- Meurer G. R., Heckman T. M., Calzetti D. // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 521. P. 64–80.
- Meynet G., Maeder A. // *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 390. P. 561–583.
- Miller G. E., Scalo J. M. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 41. P. 513–547.
- Milvang-Jensen B. et al. // *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 482. P. 419–449.
- Moriondo G., Cimatti A., Daddi E. // *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 364. P. 26–42.
- Mould J. // *Nature.* 1998. Vol. 385. P. A20.
- Mould J. R. et al. // *Astrophys. J.* 2000. Vol. 529. P. 786–794.
- Naab T., Burkert A. // *Astrophys. J.* 2001. Vol. 555. P. L91–L94.
- Naab T., Burkert A. // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 597. P. 893–906.
- Naim A., Lahav, O., Buta, R. J. et al. // MNRAS. 1995. Vol. 274. P. 1107–1125.
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 462. P. 563–575.
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D. M. // *Astrophys. J.* 1997. Vol. 490. P. 493–508.
- Noguchi M. // MNRAS. 1987. Vol. 228. P. 635–651.
- Nordstrom B. et al. // *Astron. Astrophys.* 2004. Vol. 418. P. 989–1019.
- Norman C. A., Sellwood J. A., Hasan H. // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 462. P. 114–124.

- Oort J. H. // The formation and dynamics of galaxies. IAU Symp. № 58. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1974. P. 375–396.
- Pagel B. E. J., Patchett B. E. // MNRAS. 1975. Vol. 172. P. 13–40.
- Peimbert A., Peimbert M., Luridiana V. // Astrophys. J. 2002. Vol. 565. P. 668–680.
- Peimbert M., Luridiana V., Peimbert A. // Astrophys. J. 2007. Vol. 666. P. 636–646.
- Pietrinferni A. et al. // Astrophys. J. 2004. Vol. 612. P. 168–190.
- Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Contini T. // Astron. Astrophys. 2004. Vol. 425. P. 849–869.
- Pfenniger D., Friedli D. // Astron. Astrophys. 1991. Vol. 252. P. 75–93.
- Portinari L., Chiosi C. // Astron. Astrophys. 1999. Vol. 350. P. 827–839.
- Portinari L., Chiosi C. // Astron. Astrophys. 2000. Vol. 355. P. 929–948.
- Pozzetti L., Bruzual A. G., Zamorani G. // MNRAS. 1996. Vol. 281. P. 953–969.
- Prantzos N. // Astron. Astrophys. 2003. Vol. 404. P. 211–215.
- Ravindranath S. et al. // Astrophys. J. 2006. Vol. 652. P. 963–980.
- Recchi S., Matteucci F., D’Ercole A. // MNRAS. 2001. Vol. 322. P. 800–820.
- Renzini A., Buzzoni A. // In: «Spectral Evolution of Galaxies». Proc. of the 4th Workshop, Erice, Italy. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1986. P. 195–231.
- Rest A., van den Bosch F. C., Jaffe W. et al. // Astron. J. 2001. Vol. 121. P. 2431–2482.
- Roche N. D. et al. // MNRAS, 2002. Vol. 337. P. 1282–1298.
- Rojas-Arriagada A. et al. // Astron. Astrophys. 2014. Vol. 569, article id. 103, 16 pp.
- Rossa J. et al. // Astron. J. 2006. Vol. 132. P. 1074–1099.
- Saglia R. P. et al. // Astron. Astrophys. 2010. Vol. 524, article id. P. 6, 33.
- Salpeter E. E. // Astrophys. J. 1955. Vol. 121. P. 161–167.
- Sandage A., Tammann G. A. // Astrophys. J. 1976. Vol. 210. P. 7–24.
- Sandage A., Tammann G. A. // Astrophys. J. 1990. Vol. 365. P. 1–12.
- Sarzi M. et al. // Astrophys. J. 2005. Vol. 628. P. 169–186.
- Schade D. et al. // Astrophys. J. 1999. Vol. 525. P. 31–46.
- Schatz H. et al. // Astrophys. J. 2002. Vol. 579. P. 626–638.
- Schmidt M. // Astrophys. J. 1959. Vol. 129. P. 243–257.
- Schmidt M. // Astrophys. J. 1963. Vol. 137. P. 758–769.
- Schmitt H. R. et al. // Astron. J. 1997. Vol. 114. P. 592–612.
- Schonrich R., Binney J. // MNRAS. 2009. Vol. 396. P. 203–222.
- Schuster W. J. et al. // Astron. Astrophys. 2006. Vol. 445. P. 939–958.
- Searle L., Sargent W. L. W. // Astrophys. J. 1972. Vol. 173. P. 25–33.
- Seyfert C. K. // Astrophys. J. 1943. Vol. 97. P. 28–40.
- Shapiro K. L. et al. // MNRAS. 2006. Vol. 370. P. 559–579.
- Shimasaku K. et al. // Publ. Astron. Soc. Japan, 2005. Vol. 57. P. 447–458.
- Silchenko O. K. // Astrophys. J. 2006. Vol. 641. P. 229–240.
- Silchenko O. K., Chilingarian I. V., Sotnikova N. Ya., Afanasiev V. L. // MNRAS. 2011. Vol. 414. P. 3645–3655.

- Silchenko O. K., Proshina I. S., Shulga A. P., Kuposov S. E. // *MNRAS*. 2012. Vol. 427. P. 790–805.
- Slyz A. D. et al. // *MNRAS*, 2002. Vol. 333. P. 894–910.
- Soderblom D. R. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 48. P. 581–629.
- Spergel D. N. et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2007. Vol. 170. P. 377–408.
- Spite F., Spite M. // *Astron. Astrophys.* 1982. Vol. 115. P. 357–366.
- Spite M., Spite F., Bonifacio P. // *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement*, 2012. Vol. 22, P. 9–18.
- Stauffer J. R. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 262. P. 66–80.
- Steidel C. C. // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 1999. Vol. 96. P. 4232–4235.
- Steidel C. C. et al. // *Astrophys. J. Lett.* 1996a. Vol. 462. P. L17–L21.
- Steidel C. C. et al. // *Astron. J.* 1996b. Vol. 112. P. 352–357.
- Steidel C. C. et al. // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 519. P. 1–17.
- Surdin V. G., Shah P. // *Astron. Astrophys. Transactions*, 1995, Vol. 8. P. 97–104.
- Tacconi L. J. et al. // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 640. P. 228–240.
- Takagi T., Arimoto N., Vasevicius V. // *Astrophys. J.* 1999. Vol. 523. P. 107–113.
- Talbot R. J., Jr., Arnett W. D. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 186. P. 51–67.
- Thomas D., Maraston C., Bender R. // *Astrophys. and Space Science*, 2002. Vol. 281. P. 371–374.
- Tinsley B. M. // *Astrophys. J.* 1968. Vol. 151. P. 547–565.
- Tinsley B. M., Larson R. B. // *MNRAS*, 1979. Vol. 186. P. 503–517.
- Tolstoy E., Hill V., Tosi M. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2009. Vol. 47. P. 371–425.
- Toomre A., Toomre J. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 178. P. 623–666.
- Tosi M. // *ArXiv: astro-ph/0308463*, 2003.
- Trager S. C. et al. // *Astron. J.* 2000. Vol. 120. P. 165–188.
- Treu T. et al. // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 633. P. 174–197.
- Tully R. B., Fisher J. R. // *Astron. Astrophys.* 1977. Vol. 54. P. 661–673.
- Van Dokkum P. G., Stanford S. A. // *Astrophys. J.* 2003. Vol. 585. P. 78–89.
- Van Zee L., Haynes M. P. // *Astrophys. J.* 2006. Vol. 636. P. 214–239.
- Walker I. R., Mihos J. Ch., Hernquist L. // *Astrophys. J.* 1996. Vol. 460. P. 121–135.
- Webb J. K., Carswell R. F., Irwin M. J., Penston M. V. // *MNRAS* 1991. Vol. 250. P. 657–665.
- Westerlund B. E. // *Astron. Astrophys. Rev.* 1990. Vol. 2. P. 29–78.
- White S. D. M. et al. // *Astron. Astrophys.* 2005. Vol. 444. P. 365–379.
- Wilman D. J. et al. // *Astrophys. J.* 2009. Vol. 692. P. 298–308.
- Zirm A. W. et al. // *Astrophys. J.* 2007. Vol. 656. P. 66–72.

Оглавление

1. Предисловие редактораё.	5
2. Введение	6
1.1. Немного истории	6
1.2. Три кита, на которых стоит теория эволюции галактик	11
1.3. Два способа изучать эволюцию, или Что мы знаем про далекие галактики.	15
3. Классические и современные теории формирования галактик 27	
2.1. Джинсовский размер и джинсовская масса	27
2.2. Бездиссипативный коллапс протогалактического облака	29
2.3. Диссипативный монолитный коллапс протогалактического облака	32
2.4. Другие модели «монолитного» коллапса.	34
2.5. Джинсовский коллапс в условиях хаббловского расширения	36
2.6. Иерархическая концепция формирования галактик.	38
2.7. Сравнения с наблюдениями: проблемы иерархической концепции.	42
2.8. Линзовидные галактики	50
4. Динамические механизмы эволюции галактик.	55
3.1. Глобальные свойства современных галактик.	56
3.2. Быстрые механизмы динамической эволюции галактик	63
3.3. Вековая эволюция дисков галактик.	67
3.4. Динамическая эволюция галактик под действием окружения	72
5. Спектрофотометрическая эволюция галактик	76
4.1. Метод эволюционного синтеза.	76
4.2. Развитие метода эволюционного синтеза	81
4.3. Общие представления об эволюции цвета эллиптических галактик	85
4.4. Подсчеты галактик.	86
4.5. Некоторые не вполне решенные проблемы эволюционного синтеза	90
4.6. Что удалось узнать про эволюцию галактик на $z \leq 1$ с помощью эволюционного синтеза.	93
4.7. Космическая история звездообразования	98

6. Происхождение элементов и химическая эволюция галактик	106
5.1. Первичный нуклеосинтез	106
5.2. Сходятся ли данные наблюдений с теорией?	113
5.3. Нуклеосинтез в звездах.	117
5.4. Простая модель химической эволюции.	120
5.5. Химический состав звезд в Галактике.	124
5.6. Средний химический состав звезд и газа в галактиках разных типов	131
5.7. Примеры современных моделей химической эволюции.	138
7. Ядра галактик	151
6.1. Звездные ядра галактик	151
6.2. Газ в ядрах галактик	159
6.3. Черные дыры в ядрах галактик	164
8. Возраст Вселенной и ее населения	171
7.1. Возраст подсистем Галактики и галактик	171
7.2. Возраст Вселенной	179
9. Галактики на больших красных смещениях	183
8.1. Как находят на небе галактики на больших z	184
8.2. Какие они, галактики на больших z ?	188
10. Заключение: эмпирические сценарии эволюции галактик	201
9.1. Эволюция размеров: возможные механизмы.	202
9.2. Downsizing: от большого к малому.	204
9.3. Аккреция: основной двигатель эволюции дисковых галактик?	206
9.4. Космологические филаменты!	209
9.5. Эмпирический сценарий: все начиналось с $S0$...	210
Литература	216

Научное издание

Сильченко Ольга Касьяновна

Происхождение и эволюция галактик

Дизайн и верстка

Н. Л. Васильевой

Подписано в печать ...12.2016. Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 14.

Тираж 300 экз. Заказ ...

ООО «Век 2», 141195, г. Фрязино-5, Московская область,
тел. (496) 567-82-35 <http://www.vek2.ru> e-mail: vek-2@mail.ru

Отпечатано в соответствии с представленными материалами

в ООО «ИПК Парето-Принт», г. Тверь

www.pareto-print.ru