

Г Л А В А 14 ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК

§ 1. Введение

Уже само название главы, в котором говорится не об одной, а о многих теориях, характеризует состояние вопроса.

В настоящее время в рамках теории горячей Вселенной разрабатываются, сравниваются между собой и конкурируют несколько гипотез.

Общим для этих гипотез является предположение о том, что в период преобладания излучения (до рекомбинации) плазма была почти однородной; современная структура в этот период не существовала. Предполагается, следовательно, что современная структура возникла после рекомбинации водорода, при $z < 1400$. В формулировке «почти однородная плазма» перенесем ударение со слова «однородная» на слово «почти». В чем заключаются отклонения состояния плазмы от строго однородного? Вспомним классификацию типов возмущений. С учетом этой классификации выкристаллизовались следующие теории происхождения галактик:

1. *Адиабатические возмущения плотности и связанные с ними потенциальные движения и возмущения метрики.* В период преобладания излучения (РД-период) эти возмущения представляют собой акустические колебания (возмущения с длиной волны меньше ct). После рекомбинации возмущения растут по закону гравитационной неустойчивости.

Учет фотонной вязкости и затухания акустических колебаний приводит к характерной массе порядка $10^{13} M_{\odot}$, близкой к наблюдаемой массе скоплений. Это совпадение является аргументом в пользу адиабатической теории. На нелинейной стадии роста возникают диски («блины»), газ «натывается» на ударные волны, разогревающие его. Детальному разбору возникающей картины посвящены §§ 2—7 данной главы. Здесь отметим только большое разнообразие физических состояний газа, обещающее возможности объяснения таких различных объектов, как квазары, эллиптические и спиральные галактики.

Долгое время казалось, что вращение галактик (проявляющееся в дисковой и спиральной структуре и непосредственно измеряемое

по доплер-эффекту) очень трудно или даже невозможно объяснить в теории потенциальных, т. е. безвихревых, возмущений. Недавно Пиблс (1967а, 1969а) показал, что в рамках этой теории момент вращения, возникающий вследствие гравитационного взаимодействия, лишь ненамного уступает наблюдаемому. В последнее время Дорошкевич (1973) учел современные представления о дисковой стадии в процессе превращения малых возмущений в скопления галактик. При этом увеличивается ожидаемый момент вращения и, что существенно, появляется вихревое движение части газа. При наличии вращения естественно объясняются и магнитные поля в галактиках.

Принципиальная особенность теории адиабатических возмущений заключается в наиболее полном использовании гравитационной неустойчивости. Можно сказать, что теория адиабатических возмущений решает задачу о тех наименьших возмущениях строго однородной космологической модели, которые необходимы для получения наблюдаемой в настоящее время структуры. Малые, хотя и конечные (10^{-3} — 10^{-4} в безразмерных единицах), возмущения метрики не меняют качественно локальных свойств Вселенной на ранних этапах. Строго однородна в этой теории энтропия. Космологическое квазизотропное решение со строго постоянным составом вещества — вот то состояние вблизи сингулярности, которое приводит к адиабатическим возмущениям.

2) *Пространственные флуктуации состава плазмы.* Наиболее естественно считать флуктуирующей малую, но существенную величину — отношение числа барионов к числу фотонов. Удельная энтропия приблизительно равна числу фотонов, отнесенных к одному бариону. Поэтому такие флуктуации называются энтропийными. В этой концепции в течение всего РД-периода эволюции метрика Вселенной и динамика расширения вообще не «чувствуют» никаких возмущений. Диффузия барионов мала, и заданное в начальный момент распределение барионов остается неизменным до момента рекомбинации.

После рекомбинации перед нами неоднородный нейтральный газ при температуре около 4000°K без пекулярных скоростей. Температура и средняя плотность в этот момент определяют джинсовскую массу $M_{\text{дж}} \approx 5 \cdot 10^4 \Omega^{-1/2} M_\odot$. Возмущения большего масштаба растут по закону, не зависящему от масштаба при $M \gg M_{\text{дж}}$, возмущения меньшего масштаба не растут.

Наиболее вероятным представляется падающий с увеличением масштаба начальный спектр возмущений. В таком случае первыми образуются объекты наименьшей массы, совместимой с джинсовским порогом, т. е. несколько большей $5 \cdot 10^4 \Omega^{-1/2} M_\odot$. Физически именно давление газа ограничивает снизу эту массу; роль давления существенна, и можно полагать, что образуются сферические тела, а не «блины». Дорошкевичем, Зельдовичем и Новиковым (1967а) выска-

зано предположение, что так образуются сверхзвезды. Их эволюция проходит быстро и заканчивается взрывами. Выделяющаяся при взрыве энергия — лучистая и кинетическая — вызывает цепь дальнейших процессов. В 1967 г. мы пытались всю структуру Вселенной получить, исходя из энтропийных возмущений. Последующие авторы ставили задачу более скромную, но и более реальную.

Дикке и Пиблс (1968) полагают, что объекты с массой порядка 10^5 — $10^6 M_{\odot}$ превращаются в шаровые скопления звезд. Шаровые скопления, состоящие из старых звезд с массами около $1 M_{\odot}$ каждая, наблюдаются в составе нашей Галактики; до работы Дикке и Пиблса не было объяснения необычайного сходства таких скоплений друг с другом, малого разброса масс и т. д.

Как объяснить структуру Вселенной в самом большом масштабе с точки зрения гипотезы энтропийных флуктуаций? Если начальная амплитуда длинноволновых флуктуаций ($M \sim 10^{13}$ — $10^{14} M_{\odot}$) мала, то распад газа на тела с $M \sim 10^6 M_{\odot}$ не успеет привести к наблюдаемой структуре большого масштаба (см. § 4 гл. 13).

Заложив «руками» начальный спектр энтропийных возмущений с максимумом около $10^{13} M_{\odot}$, можно получить те же выводы, что и в теории адиабатических возмущений.

Такой подход представляется искусственным, даже антиэстетичным, но опровергнуть его трудно.

3) *Гипотеза зарядово-симметричного мира.* После открытия античастиц и создания физической теории зарядовой симметрии свойств элементарных частиц идея зарядовой симметрии мира как целого приобрела необычайную привлекательность.

Идея симметрии высказывалась применительно к разным масштабам. Наиболее смелым является предположение, что в Галактике представлены звезды и антизвезды и в Солнечную систему вторгаются куски антивещества (метеоры, кометы) [см. Рожанский (1940а, б), Константинов и др. (1966)]. Наиболее осторожное предположение состоит в том, что одни скопления галактик состоят из вещества, другие — из антивещества. В зарядово-симметричных теориях нельзя избежать аннигиляции там, где перемешиваются вещество и антивещество. При этом должны происходить характерные цепочки реакций $p + \bar{p} = \pi^0 +$ другие частицы, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с энергией гамма-квантов в интервале 50—200 Мэв.

Специальные поиски такого гамма-излучения дали отрицательный ответ. Однако расчет ожидаемого фона в различных вариантах зарядово-симметричной теории не прост. Для его проведения нужно задаться еще различными предположениями. Важный аргумент против зарядово-симметричной теории образования галактик выдвинул Бардин [устное сообщение приведено Филдом (1973а)].

В такой теории области, занятые веществом, и области, занятые антивеществом, резко разграничены; на границе равна нулю плот-

ность как вещества, так и антивещества. Это значит, что контраст плотности вещества порядка единицы все время. Конденсация объектов, изолированных друг от друга, начинается сразу после рекомбинации. Но в таком случае плотность объектов должна быть порядка плотности вещества в момент рекомбинации, $3 \cdot 10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Между тем плотность галактик $\sim 10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, плотность скоплений галактик порядка $10^{-27} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

В работах Клейна и Альвена [см. обзор Альвена и Эльвиус (1973)] рассматривается зарядово-симметричная модель Вселенной. Предложен весьма остроумный механизм разделения частиц и античастиц магнитным и гравитационным полями. Однако надо подчеркнуть, что исходным состоянием альвеновской модели является плазма малой плотности, не находящаяся в равновесии с излучением. Альвен отказывается от горячей космологической модели с сингулярностью, так что объяснение реликтового излучения в его теории затруднительно *).

Вернемся от выводов к истокам теории. Современная физика включает в себя как огромное завоевание XX века зарядовую симметрию, т. е. симметрию свойств (массы, абсолютной величины заряда, времени жизни — для нестабильных) частиц и античастиц. Но эволюция любой системы определяется не только законами физики (которые включают зарядовую симметрию), но и начальными условиями. Законы физики — это законы движения, эволюции. Закон выбора начальных условий в космологии (пока) не известен. Значит, несимметричная (избыток барионов) или симметричная Вселенная априори одинаково совместимы с законами физики **).

Особое направление зарядово-симметричной теории развивает Омнес (см. гл. 7); возможно, хотя и не доказано, что плазма с большим равновесным содержанием барионов и антибарионов спонтанно распадается на две фазы, с избытком \bar{B} и с избытком B . Первоначально размеры соответствующих областей малы, но затем они увеличиваются. Дискутируется вопрос о том, удастся ли так объяснить наблюдаемую структуру (§ 3 гл. 23). Если разделение фаз реально, оно скажется и в эволюции несимметричного мира.

Еще один аспект вопроса о зарядовой симметрии связан с предшествующим вопросом об энтропийных флуктуациях. Пока мы рассматриваем плазму, состоящую из фотонов и барионов, естественно сделать предположение, что где-то барионов больше, где-то меньше (концентрация фотонов быстро выравнивается), но везде плотность барионов отлична от нуля и уж, конечно, положительна.

*) Нетрудно объяснить появление значительной общей плотности излучения; однако нет условий для установления термодинамического равновесия. Трудность состоит в объяснении спектра реликтового излучения.

**) В 1964 г. было показано экспериментально, что зарядовая симметрия не точна: есть так называемое сверхслабое взаимодействие, нарушающее эту симметрию; подробнее см. об этом в разделе V.

Но когда мы обращаемся к периоду $t < 10^{-6}$ сек, $T \geq M_p c^2$, когда много барионов и антибарионов — в среднем $V : \bar{V} = 1,00000001$, взгляды меняются.

Для того чтобы образовались шаровые скопления (или сверхзвезды?) с массой порядка $10^6 M_\odot$, нужно, согласно § 8 этой главы, чтобы барионный заряд имел в этом масштабе флуктуации порядка 1%. Но в пересчете на состояние в момент, когда много пар V, \bar{V} , это означает флуктуации в отношении $V : \bar{V}$ в пределах $1,0000000099—1,0000000101$.

В действительности само среднее отношение (его отклонение от единицы, принятое выше равным 10^{-6}) мы знаем с плохой точностью: возможно, что оно в несколько раз больше или меньше, но отношение флуктуаций к избытку, нужное для возникновения скоплений, правильно отражено приведенными числами.

Отметим сразу, что эти флуктуации гигантски велики по сравнению со «статистическим» $1/\sqrt{N}$. В самом деле, $M = 10^6 M_\odot$ соответствует 10^{63} барионов, $1/\sqrt{N} = 3 \cdot 10^{-32}$, а в теории флуктуаций мы оперируем $\frac{\Delta V}{V} \sim 10^{-10}$ до аннигиляции и $\frac{\Delta \bar{V}}{\bar{V}} \sim 10^{-2}$ после аннигиляции.

Хотя флуктуации и не «статистичны», можно полагать, что чем меньше масштаб, тем больше флуктуации. Тогда не исключено и предположение, что в каком-то масштабе флуктуации «перехлестывают» средний избыток 10^{-6} — получается, например, $0,99999997 < V : \bar{V} < 1,00000005$. Но это означает, что по окончании аннигиляции возникают области антивещества и вещества ($\bar{V} : V \sim 3 \cdot 10^{-8}$ и $V : \bar{V} \sim 5 \cdot 10^{-8}$).

Итак, гипотеза энтропийных флуктуаций (§ 8 этой главы) естественно смыкается с гипотезой зарядовой симметрии в главном предсказании о возможности существования областей антивещества. Дальше нужно конкретно рассматривать аннигиляцию этих областей, зависящую от диффузного взаимопроникновения, выделение энергии в этом процессе и его физические проявления.

Однако все эти вопросы будут рассмотрены не в связи с теорией галактик, а позже, в гл. 15, посвященной исследованиям возмущений по их влиянию на реликтовое излучение.

Эти исследования не дали указаний на процесс аннигиляции. Существует ли концепция, в которой энтропийные флуктуации автоматически подчинены условию отсутствия антивещества? Предположим, что в момент сингулярности вещество было холодным и на 100% зарядово-несимметричным — состояло из одних барионов*). Предположим, далее, что огромная энтропия, наблюдаемая

*) См. Зельдович (1972а, 1973б) и § 9 гл. 23.

в настоящее время, есть следствие каких-то физических процессов *). При наборе энтропии могут появиться и антибарионы, но обязательно парами, $B + \bar{B}$; гарантирован избыток барионов и отсутствие областей с антивеществом.

4) *Вихревая (турбулентная) теория.* Истоки этой теории восходят к космогонии Солнечной системы (гипотеза Канта — Лапласа): для объяснения вращения планет и самого Солнца в одной плоскости и в одном направлении предполагается, что все возникло из одного вращающегося облака газа.

Гамов (1952, 1954) полагал, что Вселенная не только горячая, но и турбулентная; Вейцекер (1951) развивал турбулентную теорию Солнечной системы, а затем и турбулентную теорию Вселенной.

На современном уровне с учетом (не подвергаемой сомнению) концепции горячей Вселенной вихревую теорию развивают Озерной, Чернин, Чибисов, Нариаи, Томита, Силк и другие.

Предполагается, что в эпоху преобладания излучения плазма находится в состоянии вихревого турбулентного движения, на которое накладывается общее космологическое расширение. Поскольку на этой стадии фотоны являются главной компонентой плазмы (не только по числу частиц, но и по плотности массы), говорят о «фотонных вихрях» [см. Озерной и Чернин (1967)].

Подробно, с формулами и числами, вихревая теория будет рассмотрена позже (§ 9; трудности этой теории рассмотрены в § 10), здесь будет дана лишь самая общая характеристика ее. Предполагается, что перед рекомбинацией плазма (протоны, электроны и фотоны) находится в движении. В первом приближении движение рассматривается как движение несжимаемой среды, изменения плотности считаются малыми. Движение предполагается хаотическим; в таком случае при отсутствии общего упорядоченного движения оно (движение) должно быть вихревым. Считается в последнем варианте теории, что скорость движения значительно меньше скорости света и скорости звука в плазме ($V_{\text{вихр}}$ порядка 0,1—0,05 c). Максимальный масштаб движения значительно меньше «горизонта» на момент рекомбинации.

Авторы теории турбулентности предсказывают определенный спектр для установившегося движения: условие установления связывает масштаб, скорость движения и время установления. Задание максимального масштаба L установившейся турбулентности определяет картину движения. Теория турбулентности дает скорость в масштабах меньше L , причем учитывается и фотонная вязкость. В масштабах, больших L , предполагается падающий спектр. Предполагается, как уже отмечалось выше, что турбулентность на

*) Такую точку зрения высказали Лайзер и Хайвел (1973). Предлагаемый ими механизм кажется нам спорным. Рис (1972) рассматривает набор энтропии в результате затухания вихревых движений (см. далее в этом параграфе).

стадии преобладания излучения — дозвуковая. Это значит, что давление излучения препятствует отклонению плотности от средней.

Дадим наглядную оценку флуктуаций давления и плотности: движущиеся навстречу объемы жидкости создают разности давления порядка $\Delta P = \rho u^2$, малые по сравнению с $P = \rho b^2$ (b — скорость звука), соответственно $\frac{\Delta P}{P} \sim \frac{\Delta \rho}{\rho} \sim \frac{u^2}{b^2} \ll 1$ — происходит растекание и дробление потоков, движение почти не отличается от движения несжимаемой жидкости. Когда наступает рекомбинация, давление выключается, скорость звука обращается в нуль. Движение продолжается по инерции, с распределением скоростей, унаследованным от предыдущей стадии. При этом движение «несжимаемо» лишь в первый момент после рекомбинации. Свойство несжимаемости не является сохраняющимся. При движении по инерции с течением времени происходят столкновения облаков газа, их нагрев за счет сжатия и ударных волн и последующее охлаждение. Вступает в действие тяготение, области повышенной плотности (если не все, то большая часть) превращаются в гравитационно связанные объекты. Важнейшая особенность вихревой теории заключается в том, что вращение и галактик и скоплений галактик унаследовано от начального вихревого движения плазмы до рекомбинации; наличие вращения не нуждается в специальном механизме.

Авторы вихревой теории утверждают, что наблюдаемые закономерности, касающиеся плотности, момента вращения и масс галактик и скоплений галактик, хорошо согласуются с вычислениями.

Каковы трудности теории? Коснемся их уже здесь, подробнее о некоторых из них см. в § 10. Начнем с прошлого, т. е. рассмотрим состояние плазмы задолго до рекомбинации. На стадии преобладания излучения ($P = \epsilon/3$) скорость вихревого движения не меняется в ходе расширения. Она все время может оставаться малой по сравнению со скоростью звука ($b = c/\sqrt{3}$) и скоростью света. Казалось бы, u/c есть мера отклонения от невозмущенной модели. Но, как мы видели в § 4 гл. 11, в действительности, с учетом ОТО, возмущения метрики зависят не только от u/c , но и от отношения масштаба к горизонту, L/ct . Вихревая теория несовместима с конечными и тем более с малыми возмущениями модели Фридмана; см. подробно Зельдович, Новиков (1970).

Является ли это трудностью или недостатком вихревой теории? Должны ли мы догматически отбрасывать возможность нефридмановского начала космологического расширения, приводящего к вихревым возмущениям? Сегодня ответ на этот вопрос в сильной степени субъективен: нет детальной космологической модели, соответствующей вихревой теории и прослеживающей эволюцию турбулентно движущейся плазмы от сингулярности до рекомбинации. Недостаточно сказать, что сингулярность «не фридмановская»;

авторы вихревой теории должны дать позитивный ответ: какая сингулярность нужна, с какими свойствами и выводами относительно, например, распространенности гелия-4, количества нейтрино, величины энтропии.

Интересна попытка совместить вихревое движение вещества с отсутствием возмущений метрики за счет встречного потока гравитонов (нулевые вихри) — Чибисов (1975). Наконец, может быть, самым существенным является рождение частиц в анизотропной сингулярности (см. гл. 23, § 4). Этот процесс уничтожает анизотропию, а следовательно и вихрь! Возможно, что квантовая теория сингулярности (еще не завершенная) исключит первичное вихревое движение.

Вихревая теория сталкивается также с конкретными трудностями, касающимися процессов после рекомбинации (Пиблс (1971б)). Вкратце суть их сводится к тому, что большие вихревые скорости должны привести к образованию гравитационно связанных объектов на очень ранней стадии ($z \approx 130$, по первоначальной оценке Озерного, или в несколько раз меньше, согласно более поздним оценкам).

Сильная теплоотдача в этот период приводит к большой плотности образующихся объектов; сверхзвуковая турбулентность затухает чрезвычайно быстро и не способна препятствовать сжатию. Отсутствие заметных возмущений реликтового излучения (его спектра, его изотропии) *) и сравнительно малая плотность скоплений галактик — все это заставляет авторов вихревой теории модифицировать ее количественно, в сторону уменьшения начальной скорости вихревых возмущений в периоде преобладания излучения. В конце концов количественные изменения меняют картину явления качественно. Малые вихревые скорости, которые приводили бы к позднему образованию объектов, в действительности работают в две стадии: они дают вначале малые возмущения плотности, которые затем подхватываются гравитационной неустойчивостью, т. е. за счет гравитации создают потенциальное движение, но в этом случае вихревая компонента может оказаться недостаточной для объяснения вращения.

Для вихревой теории характерны скорости движения плазмы, значительно превышающие скорости движения в адиабатической теории на тот же момент рекомбинации. В вихревой теории в первых вариантах предполагалось раннее образование протоскоплений, при $z_1 \approx 130$ (а в адиабатической теории обычно предполагают $z_1 \approx 5$). Но даже в предположении равного с адиабатической теорией малого z_1 , т. е. в теории слабой турбулентности, начальные ско-

*) Впрочем, изотропию реликтового излучения авторы вихревой теории объясняют рассеянием в газе после его вторичной ионизации, сопровождающей образование галактик.

рости должны быть в несколько раз больше в вихревой теории по сравнению с адиабатической. По этому параметру турбулентную теорию трудно согласовать с наблюдениями реликтового излучения. Большие скорости ведут к большим $\frac{\Delta T}{T}$ реликтового излучения.

Приходится прибегать к предположению о рассеянии реликтового излучения ионизованным газом. Но для этого нужна большая оптическая толща: $\tau \approx 4$, газ должен быть ионизован рано, при $z \approx 50$. Возможна ли такая ранняя вторичная ионизация газа какими-то источниками энергии? Независимых соображений в пользу этого нет. Конкретные цифры, иллюстрирующие эту серьезную трудность, будут даны в § 10 этой главы.

Для оценки вихревой теории безразлично состояние других, конкурирующих точек зрения. Особенно важно объяснить наблюдаемое вращение галактик в теориях адиабатических и энтропийных возмущений без привлечения изначального вихревого движения на стадии преобладания излучения. Если бы в других теориях (помимо вихревой) вращение галактик не получало естественного объяснения, то это бы говорило за то, что в вихревой теории, непринужденно объясняющей вращение галактик, есть рациональное зерно. Но мы уже говорили, что работы Дорошкевича (1973), Пиблса (1967а, 1969а) дали объяснение вращения галактик в адиабатической теории.

Обзор различных теорий мы начали с того, что выбор между теориями еще не сделан, разработка теорий и дискуссии продолжаются. Вышеизложенное только иллюстрирует и конкретизирует этот тезис. Параграф 10 этой главы будет посвящен сравнению различных теорий после их подробного изложения.

§ 2. Адиабатические возмущения. Предпосылки

Мы начнем с изложения теории происхождения галактик из адиабатических возмущений. Наиболее современный обзор состояния этой теории дан в докладе Дорошкевича, Сюняева, Зельдовича (1973).

Ниже рассматривается развитие возмущений после рекомбинации ($z < 1400$); рассмотрение доводится до стадии образования гравитационно связанных обособленных масс, т. е., предположительно, протоскоплений галактик.

Таким образом, рассмотрение захватывает период, когда возмущения нельзя уже считать малыми и линейная теория малых возмущений неприменима.

Формально можно было бы задаться произвольным начальным распределением плотности и скорости нейтрального газа после рекомбинации и исследовать — аналитически или численно — дальнейшую судьбу и эволюцию газа.