

кается по всей Галактике. Плотными областями могут быть звезды или ядро галактики [Хойл (1969), Бисноватый-Коган, Вайнштейн (1971), Бисноватый-Коган, Рузмайкин, Сюняев (1973)]. Выброшенные поля также могут служить эффективной «затравкой» для действия динамо-эффекта.

§ 8. Теория энтропийных возмущений

В теории горячей Вселенной существует особый тип возмущений, которые в принципе могут привести к выделению отдельных, обособленных, гравитационно связанных тел на современной стадии, при полном отсутствии возмущений метрики, плотности, скорости на ранней стадии и, в частности, вблизи сингулярности. Общая характеристика этих так называемых энтропийных возмущений была дана в § 4 гл. 10 и § 6 гл. 11. Напомним основной вывод: энтропийные возмущения с длиной волны, соответствующей массе $M > 10M_{\odot}$, остаются практически постоянными вплоть до момента рекомбинации. После рекомбинации в нейтральном водороде энтропийные возмущения превращаются в возмущения плотности и далее в растущие потенциальные возмущения при $M > M_{\text{дж}} \sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ и в затухающие звуковые волны при $M < 5 \cdot 10^4 \Omega^{-1/2} M_{\odot}$. Здесь будет рассмотрена возможная роль энтропийных возмущений в образовании современной структуры Вселенной.

Можно сделать крайнее предположение, что вначале, вблизи сингулярности, имели место одни только энтропийные возмущения.

На первый взгляд такая гипотеза приводит к следствиям, не отличающимся от гипотезы адиабатических возмущений. Нужно только так подобрать спектры энтропийных возмущений и адиабатических возмущений (на РД-стадии), чтобы они дали одинаковый спектр растущих потенциальных возмущений на поздней стадии, после рекомбинации.

Однако объективно существующее глубокое различие двух гипотез, двух типов возмущений (энтропийных и адиабатических) здесь скрыто за допущением подбора начального спектра. Существует понятие «естественного» начального спектра. Это понятие несколько расплывчато — и не удивительно, так как нет фундаментальной теории начальных возмущений.

Определение «естественного» спектра сегодня скорее негативно: в естественном начальном спектре не должно быть особенностей (дельта-функций, разрывов, изломов, максимумов или минимумов) в момент t_0 , достаточно близкий к сингулярности, когда все интересующие нас длины волн гораздо больше горизонта ct_0 .

«Естественным» можно считать появление особенностей в результате тех или иных физических процессов на более поздних стадиях при определенных длинах волн. Примером таких длин волн является горизонт на момент рекомбинации. Масса вещества в шаре

с таким радиусом $M \sim 10^{18} - 10^{19} M_{\odot}$. Другой пример — длина волны затухания адиабатических возмущений на тот же момент, она охватывает массу порядка $10^{13} M_{\odot}$. Наконец, третий пример — джинсовская длина волны неустойчивости для нейтрального водорода охватывает массу порядка $10^5 M_{\odot}$.

Совпадение особенностей *первичного* спектра с характерными длинами, появляющимися (проявляющимися) на более поздней стадии, было бы случайностью, представляется искусственным, а поэтому противоречит понятию естественного первичного спектра.

Поэтому для адиабатических возмущений естественным считался спектр, не имеющий изломов при $M > 10^{12} M_{\odot}$; после рекомбинации в таком спектре появляются особенности, например максимум в окрестности $10^{13} M_{\odot}$, связанный с затуханием адиабатических колебаний на предыдущем этапе. Для рассматриваемых здесь энтропийных возмущений естественным является спектр, не имеющий изломов при $M > \frac{5 \cdot 10^4}{\sqrt{\Omega}} M_{\odot}$. После рекомбинации единственной особенностью спектра растущих возмущений оказывается максимум около $M \sim 10^5 M_{\odot}$. Этот максимум образуется вследствие того, что скорость нарастания возмущений обращается в нуль на джинсовской длине волны нейтрального водорода.

Какова дальнейшая судьба возмущенного вещества?

Если начальная амплитуда возмущений достаточна, то они успевают возрасти до $\delta\rho/\rho \sim 1$ при $z > 1$, т. е. возмущения станут большими раньше сегодняшнего дня.

Для нелинейной стадии характерна существенная роль давления газа. Напомним, что именно давление газа обусловило величину джинсовской массы. Поэтому для рассматриваемых возмущений давление радикально влияет и на нелинейную стадию; приближенная нелинейная теория, изложенная выше (§ 2 гл. 13), здесь неприменима, «блинов» не будет!

Напомним картину эволюции однородной плазмы (гл. 8). При $z = 1400$, $T = 4000^{\circ}\text{K}$ происходит рекомбинация. Однако еще долгое время, вплоть до $z \sim 200$, $T \sim 540^{\circ}\text{K}$, сохраняется тепловой контакт между излучением и материей; при этом $T_{\text{вещ}} = T_{\text{изл}} = (1+z) \cdot 2,7^{\circ}$. До тех пор, пока $T_{\text{вещ}} \sim (1+z)$, джинсовская масса остается постоянной. Если возмущения с $M \geq M_{\text{дж}}$ нарастают до $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 1$ в этот период, то давление включается сразу и останавливает рост возмущений при $\rho_{\text{вещ}}$, всего в несколько раз большей средней плотности газа, т. е. порядка 10^3 атомов/см³ для $z = 200$, $\rho \sim 10^{-22}$ г/см³.

Такие тела оказываются гравитационно связанными; в дальнейшем окружающий газ расширяется в соответствии с общим хаббловским расширением, но гравитационно связанные тела сжимаются по мере их охлаждения. В условиях, когда уже небольшое сжатие приводит к увеличению давления (благодаря адиабатичес-

кому закону роста давления, $\rho \sim \rho^{3/2}$ для одноатомного газа), останавливающему сжатие, можно ожидать образования сферических плотных облаков — может быть, с небольшой сплюснутостью, если тело приобрело вращательный момент *).

Какова дальнейшая судьба таких облаков, какова их роль в формировании общей структуры?

В работе Дорошкевича, Зельдовича и Новикова (1967а) была сделана попытка получить всю структуру Вселенной как следствие описанного выше типа возмущений. Была выдвинута гипотеза, что плотные облака превратятся в сверхзвезды и быстро, может быть со взрывом, выделяют ядерную энергию.

Ядерная энергия сгорания водорода в гелий — около $7 M_{\text{эв}}$ на протон — в 10^6 раз больше энергии ионизации и нагрева водорода до 10^6 °К. Следовательно, сверхзвезда может прогреть и «возмутить» массу газа, во много — например, в 10^4 раз — большую массы самой сверхзвезды. Достаточно того, чтобы «на хвосте гауссовского распределения» доля 10^{-4} всего вещества превратилась в сверхзвезды и сгорела, как остальное вещество радикально изменяет свои свойства. Дальнейшие процессы пойдут уже под решающим влиянием нагрева и возмущений от первых сверхзвезд. Авторы надеялись эскалацией масштабов дойти до характерного размера скоплений галактик — порядка $10^{15} M_{\odot}$. О взрывах сверхзвезд см. Бисноватый-Коган (1968), Фрике (1973).

Другая гипотеза высказана Дикке и Пиблсом (1968); см. также Пиблс (1967б). Они предполагают, что энтропийные возмущения ответственны за рождение так называемых шаровых скоплений. Шаровые скопления состоят из 10^5 — 10^6 звезд, близких по светимости и массе к Солнцу, так что масса шарового скопления также порядка 10^5 — $10^6 M_{\odot}$. Они отличаются большой плотностью: размер их порядка 50 пс и средняя плотность $\sim 10^{-22} \text{ г/см}^3$. Отмечается стабильность плотности: плотность различных шаровых скоплений (даже принадлежащих к различным галактикам) приблизительно одинакова.

Значительная часть шаровых скоплений выделяется также малым содержанием элементов тяжелее гелия и металлов, о чем судят по спектрам звезд, входящих в состав этих скоплений.

Наконец, в нашей Галактике (и других галактиках) шаровые скопления принадлежат сферической составляющей: среднее удаление их от плоскости симметрии Галактики составляет 5000 пс , тогда как молодые открытые скопления имеют среднее удаление 120 пс .

Все перечисленные особенности говорят о том, что шаровые скопления, вероятно, являются древнейшими составными частями Галактики. Обзор см., например, сборник Холопов (редактор) (1962).

*) Впрочем, давление, стремясь придать телу сферическую форму, одновременно уменьшает и набор момента.

Гипотеза Дикке и Пиблса сразу объяснила (по порядку величины) характерную массу шаровых скоплений *). Развивая этот успех, авторы пришли к выводу, что значительная доля вещества (около половины) может разбиться на гравитационно связанные тела с массами порядка 10^6 — $10^8 M_{\odot}$. Часть этих тел превращается в шаровые скопления, т. е. разбивается на звезды, остающиеся гравитационно связанными между собой, но большая часть путем столкновений и приливных взаимодействий рассеивается. В нашей Галактике шаровые скопления составляют около 0,1% полной массы.

Недавно судьбу сферического облака газа исследовала Румяйкина (1972). Ситуация оказалась сложной, зависящей от большого числа процессов — образования молекул H_2 и их излучения и т. п. В возможном разбении газового облака с массой 10^6 — $10^8 M_{\odot}$ на звезды существенную роль играет тепловая неустойчивость. Наряду с превращением облака в шаровые скопления или взрывающуюся сверхзвезду, автор отмечает возможность прямого коллапса с возникновением «черной дыры».

В гипотезе Дорошкевича, Зельдовича и Новикова (1967а) сделана попытка увязать раннее образование сверхзвезд с разбиением вещества на более крупные единицы. В гипотезе Дикке и Пиблса молчаливо предполагается, что эти два процесса между собой не связаны. Какие-то (адиабатические) возмущения имеют большой масштаб и создают скопления галактик и галактики. В первом приближении безразлично, действуют ли эти возмущения на газ из отдельных атомов или на газ, «атомами» которого являются облака с массой около $10^6 M_{\odot}$ каждое.

Однако в действительности детальная картина изменяется существенно.

Отсутствие энтропийных возмущений газ даст структуру, подробно описанную в § 2 этой главы. Если же газ распался на облака, то эти облака могут «проскакать» одно мимо другого, и плотный холодный слой не образуется. Подробно теория с двумя видами начальных возмущений до настоящего времени не разрабатывалась.

В принципе можно задаться пологим спектром одних только энтропийных возмущений и подобрать показатель так, чтобы в масштабе порядка $10^6 M_{\odot}$ обособление произошло, например, при $z \approx 100$, но в большем масштабе — например 10^{13} или $10^{14} M_{\odot}$ — возмущения стали бы порядка единицы при $z=3$. Трудности такой концепции возникают при экстраполяции пологого спектра в об-

*) Как было отмечено выше, джинсовская масса нейтрального водорода $\approx 5 \cdot 10^4 \Omega^{-1/2} M_{\odot}$ в период, когда температура водорода равна температуре ионизации. Масса, в которой возмущения наиболее сильны при данном $z < 1400$, больше джинсовской: конкретное число зависит от показателя спектра, дополнительные множители появляются при переходе от спектра возмущений отдельных тел.

ласть еще более длинных волн. Эта сторона дела обсуждается в следующей главе в связи с наблюдениями реликтового излучения.

Выше рассматривались следствия возможной большой амплитуды энтропийных возмущений. Поставим вопрос о том, возможна ли теория без заметной роли энтропийных возмущений. Ясно, что шаровые скопления при этом придется объяснять как-то иначе.

Другая сторона дела заключается в том, что адиабатические возмущения на ранней РД-стадии обязаны были создавать энтропийные возмущения.

Методами § 3 гл. 13 можно показать, что есть два механизма возникновения энтропийных возмущений—диссипация энергии, $\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_{\text{энтр}} \approx \frac{1}{\omega t} \left| \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{\text{адиаб}} \right|^2$, и ударные волны $\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_{\text{энтр}} \approx \text{const} \cdot \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)_{\text{адиаб}}^2$.

Для длин волн, ответственных за образование скоплений галактик с $M \approx 10^{13} M_{\odot}$ и с соответствующей амплитудой $\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_{\text{адиаб}} \sim 10^{-3}$, оба механизма дают ничтожное $\left. \frac{\delta\rho}{\rho} \right|_{\text{энтр}}$. Таким образом, ответ целиком определяется тем, как спектр из начальных адиабатических возмущений экстраполируется в области малых масс. Поэтому теория с пренебрежимыми энтропийными флуктуациями вполне возможна, не противоречит общим принципам.

§ 9. Вихревая теория

Вихревая теория исходит из предположения, что на ранней РД-стадии плазма находится в состоянии турбулентного движения. В качественной форме вихревая теория предлагалась Гамовым (1952, 1954), Вейцеккером (1951) и др.

В последнее время, с учетом современных данных о горячей Вселенной, вихревую теорию подробно развивают Озерной, Чернин (1967, 1968), Оорт (1970), Сато, Матсуда, Такеда (1970), Сато (1971), Томита и др. (1971); ссылки на другие работы см. на стр. 432. Важнейшим успехом вихревой теории является простое объяснение вращательного движения галактик.

Изложив основные положения вихревой теории, мы остановимся и на некоторых ее трудностях, отмеченных, в частности, Пиблсом (1971б, 1973в).

Итак, в современной вихревой теории предполагается, что перед рекомбинацией в плазме имеет место турбулентное движение. Предполагается также, что движение является дозвуковым, $u < b_{\text{зв}}$. Напомним, что скорость звука на ранней стадии равна $b \sim 0,58c$, а вблизи момента рекомбинации $—0,58c/\sqrt{1+14\Omega}$, т. е. $0,15c$ при $\Omega=1$. Дозвуковая турбулентность соответствует несжимаемому движению жидкости, отдельные объемы жидкости обтекают друг друга; перепады давления порядка ρu^2 и достаточны для того, чтобы