наша планета, несущая наблюдательную аппаратуру. Реликтовое излучение позволяет определить в каждой точке систему отсчета, относительно которой измеряется эта пекулярная (случайная, обязанная возмущениям) скорость движения. В § 6 обсуждаются измерения пекулярной скорости и следующие из них ограничения на амплитуду адиабатических возмущений.

Наконец, в § 7 рассматриваются вихревые возмущения и длинные гравитационные волны как возможный источник флуктуаций реликтовой температуры *). Для этих типов возмущений характерно их ослабление в ходе расширения. Поэтому эффект зависит главным образом от ситуации в наиболее ранний момент, доступный наблюдению, в данном случае — в момент рекомбинации, когда плазма становится прозрачной. В определенном интервале длин волн возмущений эффект сильно зависит от того, что рекомбинация и просветление плазмы происходят не мгновенно: излучение, приходящее с определенного направления, усредняет температуру толстого слоя.

Далее, вторичная ионизация всего первичного газа или части его, не вошедшей в скопления, приводит к рассеянию и сглаживает возможную угловую зависимость интенсивности реликтового излучения. Поэтому, казалось бы, отсутствие наблюдаемых возмущений всегда можно приписать сглаживающему действию рассеяния, даже тогда, когда в момент рекомбинации возмущения велики.

Однако такое универсальное объяснение — или, скорее, отговорка — сталкивается с большими трудностями. Для эффективного сглаживания нужна большая оптическая толща, что в свою очередь требует ранней вторичной ионизации (при $z \sim 50$—80), но в ранний момент велика скорость теплоотдачи, трудно удерживать плазму горячей и ионизованной. Сами процессы, нагревающие газ, вносят новые возмущения в реликтовое излучение. В целом вывод заключается в том, что наблюдаемая высокая степень изотропии реликтового излучения является сильным доводом в пользу малости возмущений фридмановской однородной и изотропной модели, в частности в пользу теории адиабатических возмущений, и против вихревой (турбулентной) теории образования галактик.

§ 2. Аннигиляция антивещества

Рассмотрим аннигиляцию антивещества (антипротонов, антиядер гелия) и вещества в РД-периоде.

В литературе обсуждается зарядово-симметричная космологическая модель, где с самого начала предполагается, что в среднем во Вселенной имеется равное количество вещества и антивещества.

*) Все вопросы, связанные с гравитационными волнами и, в частности, вопрос о флуктуациях реликтового излучения выделены в отдельную главу.

Ряд авторов считает такую модель предпочтительной из общефилософских предпосылок.

Общие принципы будут обсуждаться в разделе V книги, посвященном космологической сингулярности: зарядовая симметрия или несимметрия мира должна быть заложена уже в сингулярный момент, позже это свойство заведомо остается неизменным.

В данном параграфе будут найдены требования к зарядово-симметричной модели, связанные с тем, что в этой модели неизбежна аннигиляция и выделение энергии, ведущее к искажению спектра реликтового излучения.

Рассмотрение РД-периода принципиально важно, так как в этом периоде можно рассчитать аннигиляцию: скорость процесса аннигиляции определяется диффузией вещества и антивещества к границе раздела соответствующих областей *). В свою очередь скорость диффузии зависит от трения при движении электронов или позитронов относительно излучения: протоны не могут опередить электроны, так как они связаны электростатическими силами. Теория такого процесса подробно рассмотрена в электрохимии в связи с диффузией электролитов. Изложим простейший вариант ее, полностью пренебрегая трением протонов об излучение **).

Давление полностью ионизованного газа равно, очевидно,

$$P=(n_e+n_p)\,kT. \tag{15.2.1}$$

Градиент этого давления и есть сила, действующая на электроны в единице объема. Этой силе противостоит трение электронов об излучение:

$$-\Delta P=F=n_e\alpha^{-1}v_e=n_e\frac{4}{3}\varepsilon_\gamma\sigma_T\frac{v_e}{c}, \tag{15.2.2}$$

где α — подвижность электронов, ε_γ — плотность энергии излучения ($\varepsilon_\gamma=4\cdot10^{-13}z^4$ *эрг/см*^{3}), v_e — средняя скорость электронов, σ_T — сечение взаимодействия электронов с излучением, электростатическое взаимодействие дает $n_e=n_p$.

Из этого уравнения находим поток электронов $q_e=n_e v_e$. Используем принцип электронейтральности: $n_p=n_e$, так что $v_e=-\frac{2\alpha kT}{n_e}\operatorname{grad} n_e$ и поток протонов тождественно равен потоку

---

*) Условия, необходимые для того, чтобы диффузия играла главную роль, мы выясним ниже. Для этого нужно, в частности, найти значение коэффициента диффузии, которое и обсуждается в первую очередь.

**) Учет 7—10% альфа-частиц в составе первичного газа ничего не меняет; можно проверить, что и более ранняя рекомбинация гелия также не дает заметного вклада, в частности, потому, что тепловая скорость атомов гелия в 100 раз меньше, чем у электронов. Любопытно, что аннигиляция $\bar{p}$ и $\bar{n}$ с He^4 могла бы дать количество осколков D, T, He^3, превышающее то, что дает нуклеосинтез в однородной Вселенной.

электронов. Окончательно

$$q_p = -2\alpha kT\,\nabla n_p = -\frac{3ckT}{2\varepsilon_\gamma\,\sigma_T}\,\nabla n_p = -D\nabla n_p. \qquad (15.2.3)$$

Коэффициент при ∇n_p есть, по определению, коэффициент диффузии D.

Подставляя выражения ε_γ и T для горячей Вселенной, а также численные значения констант, получим

$$D = 0{,}6\cdot 10^{32} z^{-3}\ см^2/сек. \qquad (15.2.4)$$

Оценим по порядку величины путь, который частица проходит к моменту, когда z достигает данной величины. Этот путь равен $l_z = \sqrt{6Dt}$; в РД-периоде $t = 3\cdot 10^{19}/z^2$, так что $l_z = 10^{26} z^{-5/2}$. Однако для правильного сравнения нужно отнести путь к единому (например, сегодняшнему) масштабу, учитывая увеличение масштаба в $z+1\approx z$ раз.

Следовательно, сегодняшний размер равен $l = 10^{26} z^{-3/2}$ *см*. При современной плотности $\rho = 10^{-29}\ \Omega$ *г/см*^{3} соответствующий объем содержит массу

$$M = \rho R^3 = 10^{49}\,\Omega z^{-9/2} г = 5\cdot 10^{15}\,\Omega z^{-9/2} M_\odot. \qquad (15.2.5)$$

Формула применима лишь в РД-периоде, до рекомбинации; для $\Omega = 0{,}1$, $z = 1400$ она дает $M = 3M_\odot$.

Вернемся к общей картине явления. При расчете предполагается, что кинетика аннигиляции полностью определяется диффузией. Это значит, что нигде вещество и антивещество не сосуществуют в заметных количествах. Все пространство разбито на области, занятые веществом, и области, занятые антивеществом. Аннигиляция происходит на границе этих областей. Диффузия подводит к границе равное количество вещества с одной стороны и антивещества — с другой. Это условие равенства потоков достигается за счет того, что граница раздела не остается неподвижной, сдвигается в ту сторону, с которой поток на неподвижную границу становится меньше встречного потока *).

Такая картина с резкой границей может рассматриваться лишь как первое приближение к действительности; в этом приближении можно вычислить скорость движения границы, время исчезновения

---

*) Концентрация барионов и взятая с минусом концентрация антибарионов вместе образуют непрерывную функцию координат $f(\mathbf{r})$: $f(\mathbf{r}) = B > 0$ в одной области $f(\mathbf{r}) = -\bar{B} < 0$ в другой области, $f = 0$ есть уравнение границы. Функция $f = B - \bar{B}$ удовлетворяет уравнению $\frac{\partial f}{\partial t} = D\,\Delta f$; отсюда легко найти скорость перемещения границы по нормали к поверхности: $u\,\mathrm{grad}\,f = -D\,\Delta f$, $u_{норм} = -|\mathrm{grad}\,f|^{-1} D\,\Delta f$.

«острова» антивещества, окруженного веществом (за счет стягивания границы в точку), наконец, можно вычислить мгновенные потоки вещества и антивещества к границе, а значит, и число актов аннигиляции в единицу времени, отнесенное к единице площади границы раздела. Разумеется, как мы уже сказали, такая картина со строго разделенными частицами и античастицами является лишь первым приближением. Из факта аннигиляции следует существование определенной области перекрытия, где одновременно присутствуют и частицы и античастицы. Можно провести аналогию с пламенем свечи: внутри пламени — избыток горючего, вне пламени — избыток кислорода, а само пламя есть та граница двух сред (окислительной и восстановительной), где идет химическая реакция. Методами теории горения [Зельдович (1949) легко дать оценку для ширины области перекрытия и концентрации частиц и античастиц в этой области. При этом считаем заданным (из решения первого приближения) распределение концентраций вдали от области перекрытия.

Итак, пусть вдали от границы $n=ax$, $\bar{n}=0$ при $x>0$; $n=0$, $\bar{n}=a|x|$ при $x<0$, где n — концентрация барионов, $\bar{n}$ — антибарионов, $x=0$ — середина зоны, коэффициенты a слева и справа обязаны совпадать. Скорость аннигиляции $q=D\nabla n=aD$ *частиц/см*$^2\cdot$*сек*. Дифференциальные уравнения диффузии имеют вид

$$\frac{\partial n}{\partial t}=D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}-\beta n\bar{n}, \qquad \frac{\partial \bar{n}}{\partial t}=D\frac{\partial^2 \bar{n}}{\partial x^2}-\beta n\bar{n}. \tag{15.2.6}$$

Здесь β есть константа скорости аннигиляции (*см*^{3}/*сек*). Мы ищем стационарное $\left(\frac{\partial}{\partial t}=0\right)$ решение этих уравнений с выписанной выше асимптотикой. Из размерности следует, что в плоскости симметрии в середине зоны ($x=0$)

$$n=\bar{n}=\sqrt[3]{\frac{Da^2}{\beta}}, \tag{15.2.7}$$

тогда как ширина зоны

$$x_1=\sqrt[3]{\frac{D}{a\beta}}. \tag{15.2.8}$$

Легко убедиться, что при этом

$$q=\beta n\bar{n}x_1=Da, \tag{15.2.9}$$

как и следовало ожидать. По порядку величины $\beta=\sigma v\sim\sim 3\cdot 10^{-16}$ *см*^{3}/*сек* для аннигиляции при высокой температуре, когда не происходит заметное образование кулоновски связанного «атома» $p\bar{p}$ (что увеличивает β). Для оценки рассмотрим области, соответствующие $M\approx 10^{12}\,M_\odot$. Считаем плотность вещества равной критической плотности, $\Omega=1$. Соответственно плотность вдали от $x=0$ $n_\infty \approx 10^{-5}z^3$ в области, занятой веществом, $\bar{n}$ — такое же в области, занятой антивеществом. Характерный размер этих областей порядка $\lambda \sim \sqrt[3]{\frac{N}{n}}$, где N — число барионов в области ($N \approx 10^{69}$), так что $\lambda \sim 10^{25}/z$ *см*. Примем $a \sim \frac{n(\infty)}{\lambda} \approx 10^{-30} z^4$ *см*$^{-4}$; $q=10^2 z$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Подставляя эти цифры в выражения (15.2.7) и (15.2.8), получим $n(0)=10^{-4}z^{5/3}$ *см*$^{-3}$, $x_1 \approx 10^{26}z^{-7/3}$. Подставляя $z \approx 10^4$, получим $\frac{n(0)}{n(\infty)} \sim \frac{x_1}{\lambda} \approx 5\cdot 10^{-5} \ll 1$, что и оправдывает картину явления, положенную в основу расчета.

Выражение для коэффициента диффузии справедливо в ограниченной области $10^8 > z > 1400$. При большем z и при более высоких температурах надо учитывать два обстоятельства.

Первое из них заключается в том, что при температуре выше 1 *Мэв* в термодинамическом равновесии с протонами находится заметное количество нейтронов, а в областях с антивеществом в равновесии с $\bar{\mathrm{p}}$ есть $\bar{\mathrm{n}}$. Диффузия n и $\bar{\mathrm{n}}$ происходит быстрее — перемещение нейтральных частиц не создает возвращающего электрического поля, не требует перемещения e^- и e^+ для компенсации поля. При температуре ниже 20 *Мэв*, когда равновесная концентрация адронов (пионов π^+, π^-, π^0) мала, коэффициент диффузии нейтронов дается формулой $D=5\cdot 10^{33}\,\Omega^{-1}\,z^{-5/2}$.

Второе обстоятельство связано с тем, что при температуре выше $3\cdot 10^{6}$°К в области, занятой «веществом» (протонами, барионами), наряду с электронами в термодинамическом равновесии есть пары e^+e^-, общее число $n_{e+}+n_{e-} \gg n_p$. В компенсации поля, возникающего при перемещении протонов, участвуют все легкие заряженные частицы, коэффициент диффузии протонов увеличивается во много раз.

С учетом обоих обстоятельств к моменту $z \approx 10^8$ диффузия и аннигиляция устраняют малые изолированные «острова» антивещества, окруженные веществом (или «острова» противоположного знака), и сглаживают градиенты вплоть до масштаба порядка $5\cdot 10^{11}$ *см*. В пересчете на сегодняшний момент этот масштаб $\approx 5\cdot 10^{19}$ *см* (соответствующая характерная масса $M \approx 10^{-3}\,\Omega M_\odot$). Выделение энергии при $z > 10^8$ никак не сказывается на спектре реликтового излучения уже потому, что присутствие электронов и позитронов ускоряет установление термодинамического равновесия.

Какой вывод можно сделать из этих расчетов для зарядово-симметричной Вселенной? Примем за основу, что скопления галактик и большие галактики, т. е. массы порядка 10^{12} $M_\odot$, состоят лишь из одного вида материи — либо из вещества, либо из антивещества; иначе в настоящее время во внутригалактическом газе происходила бы активная аннигиляция, рождались бы в большом числе энергичные кванты ($E_\gamma \approx 70-100$ *Мэв*) по цепочке $p+\bar{p} \to \pi^0 \to 2\gamma$. При этом остается еще возможность выбора двух разновидностей симметричной модели. Эти две разновидности соответствуют следующим крайним, предельным случаям (мы не будем здесь обсуждать все возможные промежуточные ситуации).

Первый случай: области указанного размера (соответствующего $\approx 10^{12} M_\odot$) с избытком вещества и области с избытком антивещества заданы изначально, уже вблизи сингулярного состояния.

В этом случае аннигиляция минимальна. При плавном распределении концентрации скорость аннигиляции пропорциональна квадрату волнового вектора фурье-компонент распределения, т. е. пропорциональна $M^{-2/3}$. Если к моменту рекомбинации полностью аннигилируют массы порядка $3M_\odot$, то массы порядка 10^{13} $M_\odot$ подвергнутся частичной аннигиляции в доле $\approx (3\cdot 10^{12})^{-2/3} = 1{,}5\cdot 10^{-8}$. Что произойдет после рекомбинации? В приближении свободного движения атомов водорода (или антиводорода, $\bar{H} = \bar{p}e^+$) с тепловой скоростью характерный размер $l \sim u_0 t_{\text{рек}} \sim 10^6$ *см/сек*$\cdot 10^{13}$ *сек* $\sim 10^{19}$ *см*. Между тем в этот же момент $t_{\text{рек}}$ характерный размер области, содержащей $10^{18} M_\odot$, порядка $L \sim 10^{22}$ *см*. Вблизи границы при плавном распределении плотности $n = \bar{n}\frac{x}{L}$, так что доля аннигиляции вещества порядка $\left(\frac{l}{L}\right)^2$, т. е. порядка $10^{-5} - 10^{-6}$. В более поздний период, после вторичной ионизации, можно представить себе, что аннигиляции препятствуют гравитационные и магнитные поля сформировавшихся астрономических объектов.

В таком варианте выделение энергии при аннигиляции невелико, и наблюдения спектра реликтового излучения не позволяют отвергнуть этот вариант. Трудности его лежат в другой плоскости. В этом варианте к моменту рекомбинации флуктуации плотности порядка единицы. Гравитационная неустойчивость немедленно подхватит и усилит флуктуации плотности, обособление скоплений произойдет при z ненамного меньшем, чем $z_{\text{рек}}$. При этом плотность скоплений должна быть порядка плотности вещества в момент рекомбинации, т. е. $\bar{\rho}\cdot(1400)^3 = 3\cdot 10^{-20}\ \Omega$ *г/см*^{3}. В действительности плотность скоплений на несколько порядков меньше! Это возражение приводит Пиблс (1971б).

Другое возражение носит скорее вкусовой, субъективный характер. Интерес к зарядово-симметричной модели связан с предположением о тесной связи и соответствии между законами физики и выбором начального (сингулярного) состояния космологической модели. Законы зарядово-симметричны *), поэтому предпочтительна и симметричная модель Вселенной как целого. Возникает вопрос: если есть симметрия всей Вселенной, то что нарушает симметрию

*) См., впрочем, § 8 гл. 23.

отдельных ее частей, особенно таких больших частей, как $M \approx 10^{12} M_\odot$? В этом отношении более последовательным является второй предельный случай.

Предположим, что области B и $\bar{B}$ в начальном состоянии малы, зато соответственно больше плотность барионов (и соответственно антибарионов) в этих областях. Избыток B или $\bar{B}$ в больших областях ($M \approx 10^{12} M_\odot$) есть результат флуктуаций числа и размеров малых областей внутри каждой большой области.

Возможной причиной возникновения малых областей с избытком вещества (антивещества) является предполагаемое (по гипотезе Омнеса, см. § 3 гл. 23) разделение горячего вещества нейтральной плазмы на две фазы. Расчеты Омнеса и его сотрудников, в которых большое значение придается движению фазовой границы, приводят к обособлению масс до $10^{11} M_\odot$. Но движение границы, по мысли авторов, само есть следствие аннигиляции и выделения энергии на границе. Оценка выделения энергии (усредненной по объему, содержащему много областей) дает $\Delta\varepsilon \approx 20\varepsilon_\gamma$, где $\Delta\varepsilon$ — выделившаяся энергия в период $10^8 > z > 1400$ до рекомбинации и главным образом вблизи нижней границы этого интервала, ε_γ— энергия излучения. Но такое выделение энергии абсолютно нетерпимо. Согласно теории искажения спектра, уже $\Delta\varepsilon \approx 0{,}1\varepsilon_\gamma$ дает отклонения от рэлей-джинсовского спектра, во много раз превышающие верхний предел, совместимый с наблюдениями (см. гл. 8).

Наконец, возможен и более формальный подход к проблеме антивещества в рамках несимметричной модели. Предположим, что в среднем по всей Вселенной есть избыток барионов, соответствующий 10^{-8} от числа фотонов. В теории энтропийных возмущений мы полагаем, что концентрация барионов меняется в пространстве, $n_B(x, y, z) = n_{B_0}(1+\delta(x, y, z))$. По определению $\bar{\delta}=0$, так что в пространстве есть как области с $\delta>0$, так и области с $\delta<0$.

Для образования шаровых скоплений (§ 8 гл. 14) существенно среднеквадратичное значение $\delta M = \sqrt{\overline{\delta^2(M)}}$ для массы $M \sim 10^6 M_\odot$. В фурье-разложении $\delta(M) \sim \sqrt{\delta_k^2 k^3}$ для k, соответствующего массе M. По порядку величины $\delta(10^6 M_\odot)$ имеет значение между 0,01 и 0,1. От выбора этой величины зависит момент образования шаровых скоплений (§ 8 гл. 14).

Далее, известно, что для весьма больших масс — порядка современного горизонта — возмущения малы, $\delta(10^{24} M_\odot) < 10^{-5}$.

Таким образом, принимая гипотезу Дикке и Пиблса (§ 8 гл. 14) о происхождении сферических скоплений и сравнивая $\delta(10^6 M_0) \approx 0{,}01$ и $\delta(10^{24} M_\odot) < 10^{-5}$, приходим к выводу о падающем (с ростом M) спектре $\delta(M)$. Значения δ, приведенные выше, даны для момента рекомбинации, до этого момента энтропийные возмущения были заморожены. Ранее нас не интересовали возмущения $\delta(M)$

для $M \ll 10^5 M_\odot$, так как эти возмущения не растут после рекомбинации в силу критерия Джинса.

Теперь, если считать, что спектр δ и в области $M \ll 10^5 M_\odot$ имеет тот же характер, что и при $M > 10^5 M_\odot$, то при малых M возможно δ порядка единицы. При знакопеременном δ это означает, что есть области, где $n_B = n_{B_0}(1+\delta) < 0$, т. е. n_B становится отрицательным.

Такие области нужно рассматривать как области, занятые антивеществом. «Вмороженность» возмущений δ в РД-периоде, т. е. независимость от времени (см. § 4 гл. 10), относится только к достаточно большим массам, $M > M_\odot$.

Если $|\delta(M)| > 1$ при $M < M_\odot$, то такие возмущения затухают, причем затухание означает аннигиляцию малых областей с избытком антивещества, вкрапленных в плазму с избытком вещества. Сюняев, Зельдович (1970б), исходя из отсутствия искажений спектра, получили определенные ограничения на величину $\delta(M)$ в области $10^{-3} M_\odot < M < 1 M_\odot$: $\delta < 10$ на нижнем краю и $\delta < 0{,}5$ на верхнем краю указанного интервала масс *).

Если будет доказано существование энтропийных возмущений с $M \approx 10^5 M_\odot$, то ограничения на δ при меньших массах и отсутствие областей с антивеществом окажутся особенно существенными. При случайном заполнении Вселенной веществом и антивеществом на ранней стадии (в равновесии) барионы и антибарионы сосуществуют при $T \geqslant m_p c^2$, кажется неизбежным появление областей с избытком барионов. Но возможна и другая картина. Предположим, что первично везде энтропия постоянна и везде есть избыток барионов. Движение вещества ведет к локальному появлению ударных волн, к росту энтропии и появлению флуктуаций энтропии. После выравнивания давления n_B зависит от координат, однородность утеряна, возникли флуктуации. Но эти флуктуации таковы, что везде $n_B > 0$, аннигиляции (при $T \ll m_p c^2$) не происходит.

В заключение подчеркнем, что наблюдения, хотя и недостаточно определенно, указывают на картину эволюции Вселенной с везде положительным барионным зарядом.

§ 3. Адиабатические возмущения, акустические колебания и влияние их на спектр РИ

В связи с теорией образования галактик было выяснено, что необходимая амплитуда возмущений до рекомбинации порядка

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{u\sqrt{3}}{c} \sim 10^{-4} \qquad (15.3.1)$$

*) Эти ограничения связаны с зависимостью от z количества энергии, искажающей спектр. По сравнению с оригинальной статьей Сюняева, Зельдовича нижняя граница $10^{-3} M_\odot$ изменена в связи с учетом высокотемпературной диффузии (см. выше). На верхней границе учтено, что при $\sqrt{\overline{\delta^2}} < 1$ в гауссовом распределении тем не менее есть области, где $\delta < -1$.