

Г Л А В А 6
 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ В НАЧАЛЕ
 КОСМОЛОГИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ

§ 1. Основные периоды в эволюции горячей Вселенной

Прежде чем приступить к детальному рассмотрению процессов в ходе расширения горячей Вселенной, попытаемся обрисовать общую картину эволюции.

Как мы видели в § 3 предыдущей главы, общая плотность энергии РИ сегодня составляет $\epsilon_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³. Это соответствует плотности массы $\rho_\gamma \approx 4 \cdot 10^{-34}$ г/см³. Такая плотность много меньше средней плотности обычной материи (вещество в звездах, разреженном газе и т. п.), усредненной по всему объему, которая, как мы видели выше, не меньше, чем $\rho_{\text{гал}} \approx 3 \cdot 10^{-31}$ г/см³. Итак, сегодня $\rho_\gamma \ll \rho_{\text{гал}}$, и тяготение, связанное с ρ_γ , не играет сегодня никакой роли в динамике расширения. Закон расширения сегодня определяется обычной материей с давлением, равным нулю, $P=0$, и, как показано в первом разделе, линейные масштабы изменяются по закону

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\Omega}{2} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2. \quad (6.1.1)$$

Плотность обычного вещества меняется, как a^{-3} :

$$\rho_{\text{вещ}} \sim a^{-3}. \quad (6.1.2)$$

Плотность числа квантов РИ меняется по тому же закону, $n_\gamma \sim a^{-3}$ (обоснование этого см. далее в этом параграфе), однако энергия каждого кванта E меняется, как a^{-1} , и поэтому плотность энергии РИ меняется, как a^{-4} :

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_\gamma &\sim E_\gamma n_\gamma \sim a^{-4}, \\ \rho_\gamma &= \frac{\epsilon_\gamma}{c^2} \sim a^{-4}. \end{aligned} \right\} \quad (6.1.3)$$

Из (6.1.2) и (6.1.3) следует:

$$\frac{\rho_\gamma}{\rho_{\text{вещ}}} \approx 4 \cdot 10^{-5} \frac{a_0}{a} \frac{1}{\Omega}. \quad (6.1.4)$$

Если принять, что $\Omega=1$, т. е. что $\rho_{\text{вещ}}|_{t_0}=10^{-29} \text{ г/см}^3$, то

$$\frac{\rho_{\gamma}}{\rho_{\text{вещ}}} \approx 4 \cdot 10^{-5} \frac{a_0}{a}. \quad (6.1.5)$$

Таким образом, в прошлом, когда $a \approx a_0 \cdot 4 \cdot 10^{-5}$, тогда $\rho_{\gamma} \approx \rho_{\text{вещ}} \approx 10^{-12} \text{ г/см}^3$ (при $\Omega=1$), а в еще более раннюю эпоху

$$\rho_{\gamma} \gg \rho_{\text{вещ}}. \quad (6.1.6)$$

Эта ранняя эпоха, когда выполняется условие (6.1.6), носит название (радиационно-доминированной) (РД) стадии. На РД-стадии закон эволюции определяется тяготением ультрарелятивистского газа с $P=\varepsilon/3$ и, согласно §§ 8 гл. 1, $a \sim t^{1/2}$. Температура излучения меняется на всех стадиях расширения, как a^{-1} :

$$T_{\gamma} \sim a^{-1}.$$

Следовательно, на ранних этапах расширения температура была велика (формулы см. в следующем параграфе).

Итак, на РД-стадии в начале космологического расширения господствовали огромные температуры, огромные плотности материи и при этом $\rho_{\gamma} \gg \rho_{\text{вещ}}$. Обычное вещество в этих условиях находилось в состоянии полностью ионизованной плазмы и было в термодинамическом равновесии с излучением (подробности см. в следующих параграфах и главах). Подчеркнем, что отношение $n_{\gamma}/n_{\text{вещ}}$ все время практически не меняется в ходе расширения, $n_{\gamma}/n_{\text{вещ}} \approx 10^8$. На поздней стадии это обеспечивается сохранением фотонов РИ, которое не взаимодействует с веществом, на ранней стадии постоянство $n_{\gamma}/n_{\text{вещ}}$ обеспечивается условием термодинамического равновесия.

Как показано в ТТ и ЭЗ, отношение n_{γ}/n_N ($n_N=n_{\text{вещ}}$) характеризует удельную (на один нуклон) энтропию вещества s :

$$s = \frac{S}{kn_N} = \frac{4n_{\gamma}}{kn_N},$$

где S — энтропия единицы объема, k — постоянная Больцмана. Имея в виду применимость этой формулы и к очень ранней стадии эволюции, когда в горячем веществе есть также много пар частиц — античастиц, надо уточнить, что понимается под n_N и n_{γ} . Под n_N понимается избыток барионов над антибарионами, а под n_{γ} — сумма всех частиц и античастиц, имеющихся в веществе за счет его тепловой энергии (т. е. это γ , ν , $\bar{\nu}$, e^+ , e^- и т. д.). Для появления заметного количества таких пар частиц — античастиц необходимо, чтобы выполнялось условие $kT \geq mc^2$, где m — масса покоя частицы. Таким образом, например, электрон-позитронных пар много, когда $T > 5 \cdot 10^6 \text{ К}$. В еще более ранние моменты и, соответственно, при более высоких температурах в равновесии находятся еще более

тяжелые пары частиц и античастиц. (Подробно термодинамика вещества при больших температурах изложена в гл. 7 и 8 ТТ и ЭЗ.) Конечно, никакие сложные атомные ядра в этих условиях не могут существовать, они были бы моментально разбиты. Нуклоны существуют в виде нейтронов и протонов, постоянно превращающихся друг в друга *). Количество частиц и античастиц каждого сорта (если выполнено условие $kT > mc^2$) в единице объема примерно такое же, как и фотонов. Небольшое различие обусловлено только статистическими множителями, характеризующими сорта частиц. Таким образом, на каждый нуклон, присутствующий сегодня во Вселенной, в самую раннюю эпоху расширения, при $T > 10^{13}$ °К, приходилось $\approx 10^8$ нуклон-антинуклонных пар. С этой точки зрения сегодняшние нуклоны представляют собой результат малого избытка (всего на 10^{-8} !) количества нуклонов над антинуклонами в той ранней стадии. Именно то, что этот удивительно малый избыток существовал, а не был в среднем строго равен нулю, подчеркивают Бэрбидж и др., говоря о «странности» зарядово-несимметричной модели.

Общую картину расширения горячей Вселенной принято делить на следующие эпохи, которые мы здесь лишь перечислим, а подробно опишем далее:

1. *Адронная стадия*: $t \leq 10^{-6}$ сек, $T > 10^{13}$ °К.

В равновесии в плазме, помимо нейтрино, мезонов, электрон-позитронных пар, имеется много нуклон-антинуклонных пар. Физика этой стадии рассматривается далее в этой главе.

2. *Лептонная стадия*: 10^{-6} сек $< t < 10$ сек, 10^{13} °К $< T < 5 \cdot 10^9$ °К.

Нуклон-антинуклонные пары аннигилировали **), в равновесии в плазме находятся фотоны, нейтрино (в начале стадии мезоны, которые затем аннигилируют), электрон-позитронные пары и небольшая примесь нуклонов. К середине стадии процессы с нейтрино становятся медленными по сравнению с расширением. Нейтрино (сначала мюонные, а потом и электронные) перестают взаимодействовать с плазмой. Они движутся свободно, охлаждаясь из-за красного смещения, и остаются невзаимодействующими во все последующие эпохи до наших дней. В конце стадии происходит синтез ядер He^4 (и небольшого количества других легких ядер), в это же время происходит аннигиляция пар e^+ , e^- . Процессы во время этой стадии разобраны в гл. 7.

3. *Эра фотонной (или радиационно-доминированной) плазмы*: 10 сек $< t < 10^{12}$ сек, $5 \cdot 10^9$ °К $< T < 4 \cdot 10^8$ °К.

В равновесии находится плазма с излучением, нейтрино свободны. Об этом периоде см. гл. 8.

4. *Эра после рекомбинации водорода первичной плазмы.*

*) А также в виде еще более короткоживущих частиц и «резонансов».

***) Особая точка зрения Омнеса разобрана в § 3 этой главы.

Несколько позже $t \geq 10^{12}$ сек, когда температура падает до 3—4 тысяч градусов, первичная плазма превращается в нейтральную и становится прозрачной для реликтового излучения. После этого становится возможным формирование отдельных небесных тел путем гравитационной неустойчивости из первоначально небольших флуктуаций плотности. Этот период и другие вопросы, связанные с проблемой образования небесных тел, рассматриваются в следующем разделе.

Гипотетические гравитоны, вероятно, присутствуют во все эпохи, но на всех этапах после «планковского» момента $t \approx 10^{-43}$ сек они практически не взаимодействуют с остальными частицами. Здесь везде предполагаем справедливой однородную изотропную модель с самого начала космологического расширения. О возможных отклонениях от такой модели на ранних этапах расширения говорится в разделах IV, V. Кроме того, следуя ортодоксальной точке зрения, мы считаем, что нет сверхтяжелых гипотетических частиц, и полагаем массу нейтрино равной нулю. О возможных следствиях неортодоксальной теории см. в гл. 7.

§ 2. Космологическое расширение высокотемпературной плазмы и условия термодинамического равновесия

В горячей модели на длительной стадии плотность нуклонов и электронов мала по сравнению с плотностью квантов и других частиц с массой покоя, равной нулю. Электрон-позитронных пар много лишь тогда, когда температура больше массы покоя, $kT > m_e c^2$ ($T > 5 \cdot 10^9$ °К). Если выполнено это неравенство, то можно электроны и позитроны рассматривать как релятивистские частицы. То же относится и к более тяжелым частицам при соответственно еще более высокой температуре. Следовательно, приближенно имеет место соотношение *) $P = \frac{\epsilon}{3} = \frac{\rho c^2}{3}$.

Для такого уравнения состояния закон расширения выведен в § 8 гл. 1. Он имеет вид

$$\rho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^6}{t^2} \text{ г/см}^3, \quad (6.2.1)$$

$$\epsilon = \rho c^2 = \frac{4 \cdot 10^{26}}{t^2} \text{ эрг/см}^3. \quad (6.2.2)$$

Если бы газ состоял только из квантов электромагнитного поля, то мы имели бы

$$\epsilon_{\text{изл}} = \sigma T^4, \quad \text{где } \sigma = \frac{\pi^2 k^4}{15 h^3 c^3} = 7,57 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^4}.$$

*) При этом предполагается, что спектр масс ограничен, так что есть температура такая, что $kT > M_m c^2$, где M_m — максимальная масса. Предполагается также, что при этой температуре взаимодействие частиц между собой несущественно (об иной точке зрения, т. е. о теории Хагедорна, см. § 4 этой главы).