Несколько позже $t \gtrsim 10^{12}$ *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, $kT > m_e c^2$ ($T > 5 \cdot 10^9$ °K). 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 *) $P = \frac{\varepsilon}{3} = \frac{\rho c^2}{3}$.

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

$$\rho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4{,}5 \cdot 10^5}{t^2}\ г/см^3, \tag{6.2.1}$$

$$\varepsilon = \rho c^2 = \frac{4 \cdot 10^{26}}{t^2}\ эрг/см^3. \tag{6.2.2}$$

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

$$\varepsilon_{изл} = \sigma T^4, \qquad где\ \sigma = \frac{\pi^2 k^4}{15\hbar^3 c^3} = 7{,}57 \cdot 10^{-15}\ \frac{эрг}{см^3 \cdot град^4}.$$

*) 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).

С учетом того, что в равновесии есть различные сорта частиц, запишем:

$$\varepsilon = \rho c^2 = \varkappa \sigma T^4,$$

где $\varkappa$ — безразмерный коэффициент больше единицы. Получим

$$(kT)^4 = \frac{1}{\varkappa}\frac{45}{32\pi^3}\frac{\hbar^3 c^5}{Gt^2},$$

$$T\,(^\circ\mathrm{K}) = t^{-1/2}\varkappa^{-1/4}\cdot 1{,}5\cdot 10^{10}; \qquad t\,(сек) = \frac{2{,}25\cdot 10^{20}}{T^2\varkappa^{1/2}}, \tag{6.2.3}$$

$$T\,(Мэв) = t^{-1/2}\varkappa^{-1/4}\cdot 1{,}3; \qquad t\,(сек) = \frac{1{,}7}{T^2_{Мэв}\varkappa^{1/2}}. \tag{6.2.4}$$

Наконец, для плотности всех сортов частиц получим, принимая во внимание, что средняя энергия частицы порядка $3kT$:

$$n = \frac{\varepsilon}{3kT} = t^{-3/2}\varkappa^{1/4}\cdot 0{,}01\left(\frac{c}{\hbar G}\right)^{3/4} = t^{-3/2}\varkappa^{1/4}\cdot 5\cdot 10^{31}\ см^{-3}. \tag{6.2.5}$$

Как уже отмечалось раньше, при высокой температуре все частицы находятся в термодинамическом равновесии. В самом деле, для существования термодинамического равновесия необходимо, чтобы процессы, устанавливающие равновесие, шли быстрее, чем расширение плазмы. Точнее говоря, необходимо, чтобы время процесса, устанавливающего равновесие (τ), было много меньше характерного времени изменения параметров плазмы (ρ, T и т. п.).

В изотропном решении $\rho = \frac{\alpha}{Gt^2}$, где α порядка единицы. Поэтому время, необходимое для изменения плотности от какого-либо значения ρ до $\left(\frac{1}{e}\right)\rho \approx 0{,}4\rho$, порядка $\Delta t = \frac{1}{\sqrt{G\rho}}$.

Таким образом, Δt порядка t. С другой стороны, время установления равновесия есть

$$\tau = \frac{1}{\sigma n v}, \tag{6.2.6}$$

где σ — сечение реакции, n — концентрация частиц, v — скорость их движения. При высоких температурах $v \approx c$. Величина n определяется по формуле (6.2.5): $n = n_1 t^{-3/2}$ ($n_1 = \mathrm{const}$). Поэтому

$$\tau = \frac{t^{3/2}}{\sigma n_1 c}. \tag{6.2.7}$$

Для термодинамического равновесия необходимо:

$$\tau = \frac{t^{3/2}}{\sigma n_1 c} < \Delta t \approx t \tag{6.2.8}$$

или

$$\sigma > t^{1/2} n_1 c. \tag{6.2.9}$$

Поэтому термодинамическое равновесие имеет место при $t \to 0$, если только σ не уменьшается достаточно быстро с ростом энергии частиц. Можно надеяться, что условие (6.2.9) действительно выполняется. Так, например, не подлежит сомнению, что при высоких температурах число пар e^+, e^- не отличается от равновесного. В самом деле, рассмотрим для примера момент, когда $T=1$ *Мэв*, $t=1$ *сек*, $n_{e+} \approx n_{e-} \approx 10^{31}$ *см*$^{-3}$. Сечение аннигиляции σ_1 порядка 10^{-24} *см*^{2}, скорость частиц порядка скорости света; следовательно, время установления равновесия порядка

$$\tau = \frac{1}{\sigma_1 nc} = 10^{-17} \text{ сек}.$$

Итак, τ ничтожно мало по сравнению с $t=1$ *сек*. Полное равновесие $e^+ + e^- \rightleftarrows 2\gamma$ обеспечено. Точно так же обстоит дело и с установлением равновесия мюонных пар μ^+, μ^-, а также мезонов и барионов всех сортов при соответствующих более высоких температурах.

Лишь вблизи самой сингулярности, при $t \leqslant \left(\frac{\hbar c}{e^2}\right) t_{\text{пл}}$ $\left(\text{напомним, что } t_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 10^{-43} \text{ сек}\right)$, условие установления равновесия может не выполняться для заряженных частиц и фотонов. Поскольку позже условие равновесия выполнено с огромным запасом, нельзя ожидать заметных отклонений от равновесия на этих более поздних этапах.

Ситуация не ясна для гравитонов (см. § 2 гл. 7). О границах областей, где выполняется условие термодинамического равновесия для тех или иных частиц, говорится далее, также в гл. 7. В данной главе в дальнейших параграфах мы рассмотрим адронную стадию расширения Вселенной, когда температура выше энергии покоя нуклонов и в равновесии находится много нуклон-антинуклонных пар.

§ 3. Адронная стадия эволюции Вселенной

При температуре, сравнимой с энергией покоя протона и нейтрона и выше, $T \gg m_p c^2/k$, количество нуклонов и антинуклонов в плазме становится порядка количества фотонов; соответствующие точные формулы можно найти у Ландау и Лифшица (1964), формулы с точностью до безразмерного численного коэффициента даны в предыдущем параграфе. Разность количества нуклонов и антинуклонов равна наблюдаемому в настоящее время количеству нуклонов, т. е. составляет около 10^{-8} количества фотонов. Этот небольшой избыток нуклонов задается как начальное условие для того, чтобы после расширения плазмы, ее охлаждения и аннигиляции пар дать наблюдаемую сегодня картину Вселенной с реликтовым излучением. О попытках объяснения того, почему этот произвольный параметр