

Г Л А В А 7

КИНЕТИКА ПРОЦЕССОВ С ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

§ 1. Нейтрино в теории горячей Вселенной

На самых ранних стадиях расширения горячей Вселенной нейтрино находятся в термодинамическом равновесии с другими частицами. Как было отмечено в § 2 гл. 6, для равновесия необходимо, чтобы время реакции установления равновесия τ было меньше времени t , прошедшего с начала космологического расширения. Рассмотрим это условие для электронных нейтрино.

Рождение электронных нейтрино и антинейтрино идет в основном по реакциям $e^- + e^+ = \nu_e + \bar{\nu}_e$. Ее сечение для релятивистских электронов и позитронов определяется формулой

$$\sigma_\nu \approx \frac{g^2 E^2}{\hbar^4 c^4}, \quad (7.1.1)$$

где g — константа слабого взаимодействия ($\approx 10^{-49}$ эрг·см³), E — энергия частиц. Подставим вместо E по порядку величины kT и, используя зависимость (6.2.3) для $T = T(t)$, получим зависимость времени установления равновесия τ от космологического времени t :

$$\tau = \frac{1}{\sigma_\nu n c} = \frac{G^{5/4} \hbar^{13/4}}{g^2 c^{3/4}} t^{5/4}. \quad (7.1.2)$$

Когда τ становится больше t , нейтрино становятся свободными, их взаимодействие с другими частицами и между собой прекращается. Приравнявая $\tau = t$, находим этот момент $t \approx 0,1$ сек. Эта оценка сделана с помощью выражений, в которых опущены численные безразмерные множители. Формула (7.1.2) приведена с той целью, чтобы показать, как входят в искомое выражение константы G , g и другие.

Для более точной оценки можно выписать точные выражения. Мы воспользуемся выражением скорости перекачки энергии из e^+ , e^- в ν , $\bar{\nu}$, вычисленным Чиу (1961, 1964) (см. Зельдович, Новиков (1967 б), приложение к § 9 гл. 11) (в двух формулах ниже T в °К):

$$W = 4,6 \cdot 10^{-66} T^9 \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^3, \quad T > 3 \cdot 10^9,$$

и сравним его с равновесной плотностью энергии ν и $\bar{\nu}$:

$$\varepsilon = 6,8 \cdot 10^{-15} T^4 \text{ эрг/см}^3,$$

откуда время установления равновесной плотности (T в Мэв)

$$\tau = \frac{\varepsilon}{W} = \frac{1,5 \cdot 10^{51}}{T^4 \cdot K} = \frac{7}{T^2} \text{ сек.} \quad (7.1.3)$$

Используя связь T и t из (6.2.3) и приравнявая $t = \tau$, найдем [при $\kappa = 4,5$ в формуле (6.2.3)]

$$T = 2 \text{ Мэв} = 4m_e c^2, \quad t = 0,2 \text{ сек.} \quad (7.1.4)$$

Обозначим этот момент «отключения» электронных нейтрино от других частиц через t^* . Как мы увидим дальше в этом параграфе, для вывода о сегодняшней плотности нейтрино существенно, что равновесие между ν , $\bar{\nu}$ и e^+ , e^- поддерживается лишь в тот период, когда $T > m_e c^2$.

Проведенный расчет относился к электронным нейтрино. Мюонные нейтрино рождаются в реакциях

$$\mu^+ + \mu^- = \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu; \quad \mu^+ = e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \quad \mu^- = e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e. \quad (7.1.5)$$

Время жизни мюона $2 \cdot 10^{-6}$ сек. Отсюда следует, что время установления равновесия равно приблизительно $2 \cdot 10^{-6}$ сек, когда $T > m_\mu c^2$ и мюонов много; если же $T < m_\mu c^2$ (момент времени, когда $T = m_\mu c^2$, есть $t_\mu \approx 10^{-4}$ сек) и число мюонов уменьшается, то соответственно увеличивается время установления равновесия мюонных нейтрино:

$$\tau = 2 \cdot 10^{-6} e^{m_\mu c^2/T} \approx 2 \cdot 10^{-6} e^{10^6/T} \text{ Мэв.} \quad (7.1.6)$$

Приравнявая $\tau = t$ и подставляя $T = T(t)$ из (6.2.4), находим момент «отрыва» мюонных нейтрино от остальных частиц (момент прекращения реакций с мюонными нейтрино):

$$t \approx 0,01 \text{ сек}, \quad T \approx 12 \text{ Мэв}, \quad e^{-m_\mu c^2/T} \approx 10^{-4}. \quad (7.1.7)$$

Обозначим этот момент через t^{**} . В этот период $t \approx 0,01$ сек равновесная концентрация мюонов уже много меньше концентрации других лептонов (ν , e^\pm , ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$), так как $t^{**} \gg t_\mu$ и играет роль множитель $e^{-m_\mu c^2/T} \approx 10^{-4}$. Рассмотрим некоторый момент времени t_1 , который лежит между t_μ и t^{**} :

$$10^{-4} \text{ сек} < t_1 < 10^{-2} \text{ сек.} \quad (7.1.8)$$

Обозначим температуру в момент t_1 через T_1 . В этот момент имеется полное термодинамическое равновесие всех типов лептонов, включая оба сорта нейтрино и антинейтрино. Из условия термодинами-

ческого равновесия можно написать равновесные плотности энергии для каждого вида частиц. При этом существенно, что $m_\mu c^2 > T_1 > m_e c^2$, и поэтому в равновесии концентрация электрон-позитронных пар будет примерно такая же, как и фотонов (отличается только статистическим множителем), а концентрация мюонов ничтожна. Соответствующие точные формулы можно найти у Ландау и Лифшица (1964). Выпишем эти соотношения для равновесной плотности энергий разных частиц на правом краю интервала (7.1.8):

$$e_\nu : e_{e^\pm} : e_{\nu_e} : \bar{\nu}_e : e_{\nu_\mu} : \bar{\nu}_\mu : e_{\mu^\pm} = 1 \cdot e_1 : \frac{7}{4} e_1 : \frac{7}{8} e_1 : \frac{7}{8} e_1 : 10^{-4} e_1, \quad (7.1.9)$$

где $e_1 = \sigma T_1^4$.

Количество остальных частиц пренебрежимо мало (о гравитонах речь пойдет ниже). Плотность барионов в этот момент обозначим ρ_1 . Раньше этого периода в равновесии находятся все типы частиц; при более высокой температуре добавляются еще сильновзаимодействующие мезоны, барион-антибарионные пары. Равновесие между сильновзаимодействующими частицами, электромагнитными квантами и заряженными лептонами устанавливается практически мгновенно. Следовательно, выше T_1 есть полное равновесие, ниже T_1 — после момента t_1 — наступает момент t^{**} , а затем и t^* и после этого нейтрино (как ν_e , так и ν_μ) не взаимодействуют с другими видами частиц и как бы отключаются от квантов и электронов.

Замечательно, что после отключения энергия нейтрино в ходе космологического расширения мало отличается от равновесной. Докажем это.

Пусть вещество является смесью нейтрино и квантов, не взаимодействующих между собой. Уравнение состояния квантов:

$$P_\nu = \frac{e_\nu}{3} = \frac{\rho_\nu c^2}{3}.$$

Рассмотрим некий объем V , расширяющийся подобно общему расширению Вселенной, $V \sim a^3$. Уравнение энергии квантов в этом объеме имеет вид

$$dE_\nu = d(e_\nu V) = -P_\nu dV = -\frac{e_\nu}{3} dV. \quad (7.1.10)$$

Из этого уравнения следует, что

$$e_\nu \sim V^{-1/3} \sim a^{-4}$$

— результат, известный из термодинамики лучистой энергии.

Для нейтрино может возникнуть сомнение: применимы ли понятие энергии внутри некоего объема и понятие давления, если нейтрино свободно, без столкновений проходят через объем и пересекают поверхность, его ограничивающую? Будем следить за отдельным нейтрино. Как и у всякой частицы, импульс его, измеренный

В сопутствующей системе в той точке, в которой оно в данный момент находится, уменьшается обратно пропорционально a (см. § 1 гл. 3):

$$p_\nu = \frac{E_\nu}{c} = \text{const} \cdot a^{-1}. \quad (7.1.11)$$

Общее число нейтрино в элементе сопутствующего объема сохраняется, поскольку они ни с чем не взаимодействуют, и, следовательно, их концентрация убывает:

$$n_\nu = \text{const} \cdot a^{-3}. \quad (7.1.12)$$

Отсюда плотность энергии нейтрино *) уменьшается, как a^{-4} :

$$\varepsilon_\nu = n_\nu E_\nu = \text{const} \cdot a^{-4}. \quad (7.1.13)$$

Таким образом, закон убывания плотности энергии релятивистских частиц одинаков для взаимодействующих частиц с малым пробегом и для невзаимодействующих частиц.

Рассмотрение красного смещения отдельных частиц эквивалентно термодинамическому рассмотрению адиабатического расширения. Выше, в § 11 гл. 3, было подробно рассмотрено кинетическое уравнение фотонов в расширяющейся Вселенной и было показано, что равновесное распределение остается равновесным, меняется лишь параметр этого распределения, т. е. температура. Разумеется, сказанное там справедливо и для нейтрино. Выяснив закон расширения «отключенных» нейтрино, вернемся к процессам в расширяющейся плазме.

Теперь учтем тот факт, что уже после отключения от нейтрино кванты продолжают взаимодействовать с электронами и позитронами.

Нетрудно найти удельную энергию в момент $T = T_1$ отдельно для нейтрино и отдельно для совокупности γ -квантов и пар:

$$\left. \begin{aligned} S(\gamma) + S(e^+, e^-) &= \frac{4}{3} \frac{\left(\sigma T_1^3 + \frac{7}{4} \sigma T_1^3 \right)}{\rho_1}, \\ S(\nu_e, \bar{\nu}_e) = S(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) &= \frac{4}{3} \cdot \frac{7}{8} \frac{\sigma T_1^3}{\rho_1}. \end{aligned} \right\} \quad (7.1.14)$$

В ходе расширения отдельно сохраняется часть энтропии, зависящая от нейтрино, и часть, зависящая от γ и e^+ , e^- . Однако между собой γ и e^\pm находятся в равновесии и обмениваются энергией и энтропией. В момент времени, когда $T = m_e c^2 = 5 \cdot 10^9$ °К, т. е. при $t \approx 10$ сек, электрон-позитронные пары аннигилируют, превращаясь в фотоны, энтропия, прежде заключенная в парах, переходит к фо-

*) Для краткости мы говорим об энергии нейтрино, имея ввиду сумму энергий нейтрино и антинейтрино.

тонам. После этого расширение приводит (через десяток миллиардов лет!) к сегодняшней ситуации. Обозначая сегодняшнюю ситуацию индексом «0», получаем (S_1 — энтропия в момент t_1)

$$\begin{aligned} S_0(\gamma) &= S_1(\gamma) + S_1(e^+, e^-), & \text{или} & \quad \frac{4}{3} \frac{\sigma T_{0\gamma}^3}{\rho_0} = \frac{4}{3} \cdot \frac{11}{4} \frac{\sigma T_1^3}{\rho_1}, \\ S_0(\nu_e, \bar{\nu}_e) &= S_1(\nu_e, \bar{\nu}_e), & \text{или} & \quad \frac{4}{3} \cdot \frac{7}{8} \frac{\sigma T_{0\nu}^3}{\rho_0} = \frac{4}{3} \cdot \frac{7}{8} \frac{\sigma T_1^3}{\rho_1}, \\ S_0(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) &= S_1(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu), & \text{или} & \quad \frac{4}{3} \cdot \frac{7}{8} \frac{\sigma T_{0\nu}^3}{\rho_0} = \frac{4}{3} \cdot \frac{7}{8} \frac{\sigma T_1^3}{\rho_1}. \end{aligned}$$

Здесь $T_{0\gamma}$ и есть сегодняшняя температура $2,7^\circ\text{K}$, ρ_0 — предположительно 10^{-28} г/см³. Независимо от численного значения ρ_0 , из приведенных выше равенств следует для температуры обоих сортов нейтрино:

$$\left. \begin{aligned} T_{0\nu} &= \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} T_{0\gamma} \approx 0,7 \cdot 2,7^\circ\text{K} \approx 2^\circ\text{K}, \\ \varepsilon_0(\nu_e, \bar{\nu}_e) &= \varepsilon_0(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu) = \frac{7}{8} \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3} \varepsilon_0(\gamma) = 0,23\varepsilon_0(\gamma). \end{aligned} \right\} \quad (7.1.15)$$

Приведенный результат был получен Альфером и Херманом (1953), см. также Пиблс (1966а, б).

Итак, теория горячей Вселенной предсказывает наличие сегодня реликтового равновесного нейтринного излучения с $T \approx 2^\circ\text{K}$.

Экспериментальное обнаружение равновесного спектра нейтрино представляло бы огромный интерес. Если подтвердилось бы соотношение $T_{0\nu} : T_{0\gamma}$ (7.1.15), то было бы получено доказательство правильности наших представлений о самых ранних стадиях расширения ($T \approx 10^{10}$ °K, $\rho_{\text{изл}} = 10^6$ г/см³). В принципе, по замечанию Сахарова, эксперимент мог бы быть основан на том, что присутствие нейтрино малых энергий меняет вид спектра электронов β -распада вблизи максимальной энергии. Однако, как отметил Понтекорво, аналогичное изменение вызывает наличие у нейтрино малой массы покоя. Опыт дает $m_\nu < 100$ эв, космический фон содержит нейтрино с энергией порядка $5 \cdot 10^{-4}$ эв. Для их обнаружения нужно повысить точность опыта в 10^6 раз *).

Исследование спектра фотонов позволяет проверить однородную изотропную горячую модель Вселенной вплоть до z около 10^6 , т. е.

*) Любопытная ситуация возникает для мюонных нейтрино. Методы физики элементарных частиц позволяют определить их массу покоя лишь с очень малой точностью, $m_\nu < 1,5$ Мэв/с². Однако из космологических соображений, из того факта, что в настоящее время должна сохраниться плотность мюонных нейтрино порядка 200 штук/см³, и из максимально допустимой плотности всех видов вещества в Метагалактике можно получить значительно лучшую оценку: $m_\nu < 500$ эв/с² [Герштейн, Зельдович (1966)]. Позднее эту оценку проделали более точно Коусик и Мак-келланд (1972); при этом они пришли к выводу, что $m_\nu < 8$ эв/с² [см. по этому поводу Бергквист (1969, 1971, 1972), Шрум и Зиок (1971), Маркс (1973)].

начиная с момента около одного года после сингулярности (см. следующую главу).

Исследование спектра нейтрино и антинейтрино могло бы дать указания об отклонениях от классической модели на более ранней стадии, начиная с десятых долей секунды, т. е. с $z \sim 10^{10}$. Ниже, в разделе IV, посвященном анизотропным решениям, будут специально рассмотрены изменения плотности и спектра нейтрино в соответствующих космологических моделях.

Выше мы видели, что сравнительно ранний отрыв нейтрино от других частиц (прекращение взаимодействия) при изотропном космологическом расширении уменьшает сегодняшнюю энергию нейтрино по отношению к сегодняшней энергии квантов света РИ, поскольку на ранних стадиях энергия была распределена между большим числом сортов частиц.

Это рассуждение придает большую стабильность всей теоретической картине: если существуют какие-то неизвестные нам типы

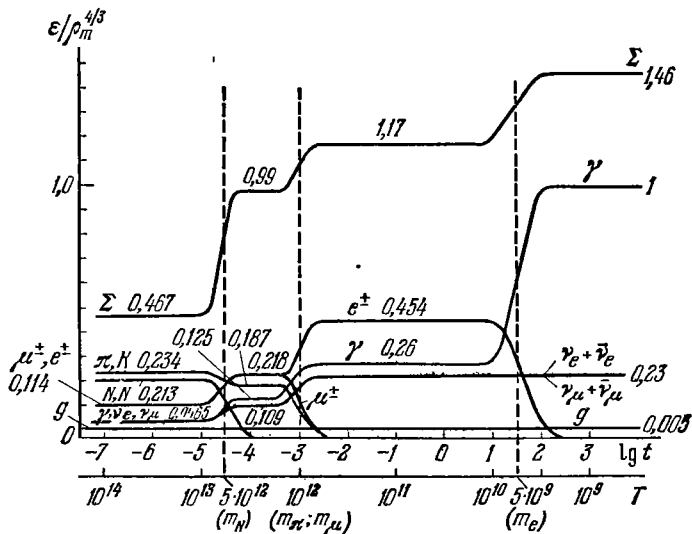


Рис. 30. Изменение $\varepsilon/\rho_m^{4/3}$ для разных сортов частиц в расширяющейся горячей модели: ε — плотность энергии, $\rho_m = m_{\text{нукл}} n$, где $m_{\text{нукл}}$ — масса покоя нуклона, n — концентрация избытка нуклонов; N и \bar{N} условно включают четыре вида барионов и четыре вида антибарионов, Σ — сумма для всех частиц, за единицу принято $\varepsilon/\rho_m^{4/3}$ в настоящее время.

частиц, взаимодействующие с известными частицами еще слабее, чем нейтрино, то они отрываются еще раньше, а следовательно, вносят вклад в общую плотность энергии существенно меньший, чем нейтрино. В частности, по этой причине, по-видимому, ма-

люю роль играют гравитоны (о них подробнее см. следующий параграф).

Неизвестные сильновзаимодействующие частицы, очевидно, можно себе представить лишь в области больших масс — иначе они уже были бы открыты! Частным случаем таких неизвестных гипотетических частиц являются кварки. Такие тяжелые сильновзаимодействующие частицы меняют соотношение между T и ϵ при $T > mc^2$, но к моменту, когда достигается $T = T_1$, они вымирают и никакого влияния на все дальнейшее не оказывают.

Частицы, способные к самопроизвольному распаду, после снижения температуры (т. е. когда прекращается их образование) исчезают по экспоненциальному закону в функции времени, и наблюдение реликтовых частиц такого рода невозможно.

Иначе обстоит дело в случае частиц, стабильных в вакууме и исчезающих только при взаимодействии с другими частицами. К таким частицам относятся антипротоны \bar{p} , позитроны e^+ и, если кварки существуют, какой-то один сорт кварков (см. в конце главы оценку их концентрации). Общая картина изменения относительного содержания частиц в расширяющейся модели показана на рис. 30.

§ 2. Космологические гравитационные волны

Гравитационные волны отличаются от нейтрино тем, что их взаимодействие со всеми другими видами вещества еще слабее.

В настоящее время не вызывает сомнений, что следствием ОТО является существование гравитационных волн. Это убеждение не зависит от результатов опытов Вебера и аналогичных работ, вызванных его статьями (см. обзор в ТТ и ЭЗ). Квантование гравитационных волн является принципиально необходимой частью квантовой теории. Таким образом, появляется понятие гравитона — кванта гравитационной волны, несущего энергию $\hbar\omega$. Это понятие аналогично Максвелловой теории электромагнитного поля, электромагнитным волнам и фотонам.

Аналогия идет еще дальше: гравитоны, как и фотоны, имеют нулевую массу покоя, они поперечны и имеют два независимых состояния поляризации. В уравнениях Максвелла продольное (кулоновское) поле не квантуется; то же относится и к продольным компонентам гравитационного поля.

В полном термодинамическом равновесии плотность энергии гравитационного излучения равна плотности энергии электромагнитного излучения; равновесный спектр гравитонов подчиняется в точности той же формуле Планка.

В чем отличие гравитационного излучения от электромагнитного? Одно отличие принципиальное: гравитационное излучение представляет собой разновидность изменения метрики пространства и времени. Спрашивается, вправе ли мы рассматривать это излуче-