

пенным образом неустойчиво [Лифшиц, Халатников (1963а, б)]. Если начальные возмущения малы, то эта неустойчивость может не успеть проявиться. Но возможны процессы изотропизации строго направленного потока частиц за счет коллективного взаимодействия. Мы этого здесь не рассматриваем. Заметим только, что если такая изотропизация произойдет на стадии $E^* \gg E_\gamma$, то и сегодня энергия гравитонов больше энергии γ -квантов.

§ 2. Нейтрино в анизотропном решении

Поведение нейтрино отличается от рассмотренного выше тем, что при анизотропии, сопровождающейся сжатием по одной из осей на ранней стадии, часть нейтрино и летящих навстречу антинейтрино получает такую энергию, что при некоторых условиях снова становится заметной вероятностью их необратимого превращения в электроны и позитроны.

Будем предполагать сначала, что гравитонов нет совсем *), и рассмотрим для определенности поведение электронных нейтрино. Замечание о совместном поведении нейтрино и гравитонов см. в конце этого параграфа.

Момент отключения нейтрино τ найдем из условия равенства релаксационного и гидродинамического времен, что дает

$$f \equiv nc\sigma\tau = 1. \quad (20.2.1)$$

Здесь n — концентрация частиц, c — скорость света, σ — сечение взаимодействия $e^+ + e^- \leftrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$, $\sigma \sim E^2$. Если $E < 300$ Гэв, будем считать это условие выполненным (о случае $E > 300$ Гэв см. конец этого параграфа**).

Будем считать, что $\tau < \theta$, так как в противном случае нейтрино отключаются после изотропизации решения и никаких эффектов анизотропии нет. До момента τ на паскалевской стадии $\sigma \sim E^2 \sim t^{-2/3}$, $n \sim t^{-1}$. В изотропной фридмановской модели $\sigma \sim E^2 \sim t^{-1}$, $n \sim t^{-3/2}$. Зная, что во фридмановской модели момент отключения (температура отключения ~ 3 Мэв) $\tau' \approx 0,1$ сек для ν_e или $\tau' \approx 5 \cdot 10^{-3}$ сек для $\bar{\nu}_e$, и воспользовавшись написанными соотношениями, выразим τ через τ' и θ . Получаем

$$\tau = (\tau')^{3/4} \theta^{-3/4}. \quad (20.2.2)$$

Момент отключения определяется плотностью энергии и скоростью объемного расширения, и так как эти величины не зависят от α , то и τ не зависит от α .

*) Точнее, к моменту отключения нейтрино плотность энергии гравитонов много меньше ϵ_1 .

**) Согласно некоторым новым гипотезам, сечение σ растет с энергией, $\sigma \sim E^2$, лишь до энергий ~ 35 Гэв, а затем падает. Имея в виду лишь иллюстративный характер численных оценок, мы оставляем в качестве максимального значения $E \approx 300$ Гэв.

При $t > \tau$ средняя энергия нейтрино с импульсами вдоль x_1 растет: $\bar{E}_\nu \sim i_1 \sim t^\alpha$, $0 \leq \alpha \leq 1/3$. Соответственно увеличивается сечение взаимодействия. Для процесса рассеяния нейтрино

$$\nu_e + e \rightleftharpoons \nu_e + e \quad (20.2.3)$$

сечение пропорционально квадрату энергии ν и e в системе их общего центра инерции: $\sigma \sim E_{\text{с.и.}}^2$. В лабораторной системе для релятивистских электронов $\sigma \sim E_\nu E_e$. Условие того, что процесс играет роль для нейтрино, есть $f = \cos n_e t > 1$. В момент отключения $f = 1$. Как меняется f в дальнейшем? Зависимость отдельных величин от времени такова:

$$\sigma \sim E_\nu E_e, \quad E_\nu \sim t^\alpha, \quad \alpha < \frac{1}{3}, \quad E_e \sim t^{-1/3}, \quad n_e \sim t^{-1}.$$

Значит, обязательно f уменьшается, $f < 1$ при $t > \tau$. Этот процесс (20.2.3) сам по себе не приводит к нарушению условия $\cos n t < 1$ и к заметной перекачке энергии свободных нейтрино в пары $e^+ e^-$ (о значении этого процесса при наличии аннигиляции нейтрино см. следующий параграф).

Однако встречные потоки нейтрино и антинейтрино вдоль оси x^1 взаимодействуют. Действительно, для процесса аннигиляции

$$\nu_e + \bar{\nu}_e \rightarrow e^+ + e^- \quad (20.2.4)$$

сечение $\sigma \sim E_\nu^2 \sim t^{2\alpha}$, и при сохранении числа частиц условие $\sigma n c t < 1$ не будет выполняться. Следовательно, процесс (20.2.4) будет приводить на вакуумной стадии к необратимому превращению нейтрино в пары $e^+ e^-$, которые мгновенно термализуются*). Найдем скорость роста средней энергии нейтрино \bar{E}_ν и уменьшения их концентрации n_ν в этих условиях.

В импульсном пространстве распределение нейтрино изображается эллипсоидом с осями i_1, i_2, i_3 . Процесс (20.2.4) в каждый момент ограничивает величину $|i_1|$ некоторым значением. Для остальных частиц с $|i_1|$ меньше этого значения справедлива теорема Лиувилля, поэтому $n_\nu \sim |i_1 i_2 i_3|$, сечение $\sigma \sim i_1^2$. Из условия $\sigma n c t = 1$ находим

$$E_\nu \sim t^{\alpha/3}, \quad n_\nu \sim t^{-(1+2\alpha/3)}, \quad \epsilon_\nu \sim t^{-(1+\alpha/3)}. \quad (20.2.5)$$

Из закона сохранения энергии нетрудно вычислить скорость изменения общей плотности энергии пар $e^+ e^-$ и квантов ϵ_{ν, e^\pm} (находящихся в равновесии) с учетом «подогрева» процессом

*) Взаимодействие $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ приводит к рождению пар мюонов, которые термализуются и после этого распадаются на $e^+, e^-, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$. Энергия этих вторичных нейтрино $\approx 30 \text{ МэВ}$ много меньше все возрастающей энергии первичных нейтрино, движущихся по оси x^1 .

(20.2.4), а также скорость роста энтропии из-за такого «подогрева». Получаем для $t \gg \tau$

$$\frac{\epsilon_{\nu, e^{\pm}}}{\epsilon_{\nu}} \approx \frac{4\alpha}{1-\alpha} + \left(\frac{\tau}{t}\right)^{\frac{1-\alpha}{3}}, \quad (20.2.6)$$

$$\frac{S}{S_0} \approx \left[1 + \frac{4\alpha}{1-\alpha} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\frac{1+\alpha}{3}}\right]^{\frac{3}{4}}. \quad (20.2.7)$$

Момент окончания вакуумной стадии $t=q$ находится так же, как в предыдущих параграфах. Он равен

$$q \approx \theta \left(\frac{\tau'}{\theta}\right)^{\frac{3(1-\alpha)}{4(3-\alpha)}}, \quad \tau' < \theta. \quad (20.2.8)$$

К моменту $t=q$ отношение плотностей и отношение средних энергий [при немалых α , $\alpha > \left(\frac{\tau}{q}\right)^{\frac{1-\alpha}{3}}$] есть

$$\frac{n_{\nu}}{n_{\nu, e^{\pm}}} \approx \frac{\bar{E}_{\nu, e^{\pm}}}{\bar{E}_{\nu}} \approx \left(\frac{\tau'}{\theta}\right)^{\frac{3(3+\delta\alpha)}{3(3-\alpha)}}. \quad (20.2.9)$$

После $t=q$ расширение идет во всех направлениях и взаимодействие нейтрино и антинейтрино прекращается. Для $t > q$

$$S(t) \approx S(q), \quad \frac{n_{\nu}}{n_{\nu, e^{\pm}}} \approx \frac{n_{\nu}}{n_{\nu, e^{\pm}}}\Big|_{t=q}, \quad \frac{E_{\nu}}{E_{\nu, e^{\pm}}} \approx \frac{E_{\nu}}{E_{\nu, e^{\pm}}}\Big|_{t=q}.$$

При немалых α из (20.2.6) следует, что плотности энергии нейтрино, квантов и пар к моменту $t=q$ одного порядка. Большая анизотропия быстро исчезает, время изотропизации порядка q . Но поскольку $n_{\nu} \ll n_{\nu, e^{\pm}}$ [см. (20.2.9)], то $\bar{E}_{\nu} \gg \bar{E}_{\nu, e^{\pm}}$ и распределение импульсов нейтрино резко анизотропно.

Мы здесь не рассматривали возможности изотропизации направленного потока нейтрино, которая может иметь место.

В написанных соотношениях не учтен фактор β , который для нейтрино может принимать значение (в зависимости от τ) от $1/4$ до 10^{-2} .

Выше в этом параграфе предполагалось, что при любых энергиях для сечения аннигиляции нейтрино [см. (20.2.4)] справедливо условие $\sigma_{\nu} \sim E_{\nu}^2$. Однако это условие выполняется, по-видимому, лишь при $E_{\nu} \leq 300$ Гэв. При больших энергиях сечение аннигиляции нейтрино или остается постоянным, или даже убывает с ростом энергии.

Как уже отмечалось в сноске на стр. 552, при высоких энергиях сечение зависит от предположений о существовании так называемо-

го промежуточного заряженного W^\pm -бозона [см. Окунь (1966)] и от конкретного значения его массы. Возможно, сечение убывает уже при $E_\nu > 35$ Гэв. Мы приведем оценки в предположении, что сечение растет, как E^2 , до 300 Гэв. Оценки показывают, что максимальное увеличение энтропии происходит в следующем случае:

$$\theta = 10^{19} \text{ сек}, \quad \alpha \approx 0,02, \quad \tau = 10^{-26} \text{ сек}, \quad q \approx 200 \text{ сек},$$

$$\frac{S(q)}{S(\tau)} \approx 10^6, \quad \frac{n_\nu}{n_\gamma} \approx 3 \cdot 10^{-8}$$

(n_γ — плотность фотонов реликтового излучения). Современная энергия нейтрино $E_\nu \leq 3 \cdot 10^4$ эв. В рамках рассмотренной схемы всегда $\frac{S(q)}{S(\tau)} \ll 10^6$, и энергия нейтрино сегодня $E_\nu < 3 \cdot 10^4$ эв. Следует, однако, иметь в виду, что в рассматриваемых условиях $T_e \sim t^{-(3+\alpha)/12}$, и поэтому для процесса (20.2.3) произведение $\sigma c n t = \text{const}$, как и для процесса аннигиляции. Поэтому процесс (20.2.3) также даст вклад в набор энтропии. Однако, поскольку ведущим остается процесс аннигиляции, вклад процесса рассеяния (20.2.3) не может существенно изменить оценок, приведенных выше. Если к моменту отклонения нейтрино плотность энергии гравитонов станет много больше ϵ_1 , то кинематика расширения будет определяться гравитонами и процессы с нейтрино будут определяться этой кинематикой.

Подытожим кратко сказанное в этом параграфе.

1. Динамика анизотропных космологических моделей и физика процессов в них тесно связаны с присутствием слабовзаимодействующих частиц и с возможной неравновесностью вещества.

2. Энергия слабовзаимодействующих частиц (нейтрино, гравитонов) в настоящее время может сильно отличаться от предсказываемой изотропной моделью и может быть весьма велика при соответственном уменьшении числа этих частиц в единице объема.

3. В анизотропных моделях возможно сильное увеличение начальной энтропии вещества.

§ 3. Влияние вязкости на динамику расширения анизотропных моделей

В работах Мизнера (1967, 1968) развит подход к вопросам поведения слабовзаимодействующих частиц в анизотропных космологических моделях, отличный от изложенного в предыдущем параграфе. Мизнер обращает внимание на то, что при малых отклонениях от равновесной функции распределения частиц рост энтропии можно описать с помощью понятия вязкости. Этот рост тем больше, чем сильнее функция распределения отличается от равновесной, чем больше время релаксации. Однако понятием вязкости