

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЛЕПТОНОВ

М.И.Высоцкий¹⁾, А.Д.Долгов¹⁾, Я.Б.Зельдович²⁾

Приведены космологические аргументы, запрещающие существование стабильных слабо взаимодействующих частиц в интервале масс $30 \text{ эв} < m < 2,5 \text{ Гэв}$. Даны также пределы на массы новых нейтральных лептонов, если последние нестабильны.

Недавно экспериментаторы СЛАК [1] объявили об открытии нового заряженного лептона τ^\pm с массой $\sim 1,8 \text{ Гэв}$ и предполагаемым каналом распада $\tau \rightarrow \mu (e) + \nu_{\mu(e)} + \nu_\tau$. Изучение спектра распада дает довольно слабое ограничение на массу нового нейтрино: $m(\nu_\tau) < 600 \text{ Мэв}$ (90% у. д.) [2]. Мы покажем, что космологические аргументы дают гораздо более сильное ограничение: $m_{\nu_\tau} < 30 \text{ эв}$. Для малой величины массы ($m(\nu_\tau) < 3 \text{ Мэв}$) можно рассуждать как и в случае мюонного нейтрино. Для последнего Герштейн и Зельдович [3], используя космологические аргументы получили $m(\nu_\mu) < 400 \text{ эв}$. В [4] утверждается, что в предположении $m(\nu_e) = m(\nu_\mu)$ граница составляет $m < 8 \text{ эв}$. Наконец, в [5] приводятся аргументы в пользу $m(\nu_\mu) = 15 \text{ эв}$. Идея упомянутых работ состоит в следующем. Когда температура расширяющейся вселенной велика, т.е. $T \gtrsim m_\nu$, плотность массивных нейтрино такая же, что и фотонов. При дальнейшем расширении и охлаждении ($T < m_\nu$) аннигиляция $\nu + \bar{\nu} \rightarrow$ все не успевает произойти (если $m_\nu \lesssim 3 \text{ Мэв}$). В настоящее время температура и плотность электромагнитного реликтового излучения соответственно равны $2,7 \text{ К}$ и 400 см^{-3} . Учитывая соображения [6], можно получить $n_\nu + n_{\bar{\nu}} \approx 200 \text{ см}^{-3}$, соответствующая плотность массы $\rho_\nu = 200 m_\nu \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

При современном значении постоянной Хаббла критическая плотность равна $\rho_c = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Большее значение плотности приведет к закрытой модели вселенной, большому параметру замедления $q_0 = \Omega / 2 = \rho / 2\rho_c > 0,5$ и к малому возрасту вселенной, $T < 12 \cdot 10^9$ лет. Астрофизические наблюдения противоречат этой картине. С разумной осторожностью можно заключить, что $\rho_\nu < 2\rho_c$. Это отвечает $m_\nu < 30 \text{ эв}$.

Для ν_τ следует рассмотреть также случай $m_{\nu_\tau} > 3 \text{ Мэв}$. С ростом массы сечение аннигиляции возрастает, так что теперь предположение $n(\nu_\tau) \approx n(\nu)$ окажется неверным. Мы оценим остаточную (закаленную) концентрацию ν_τ , следуя работе [7], где была рассчитана концентрация остаточных кварков.

Для скорости $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ аннигиляции в покое в модели Вайнберга — Салама с учетом четырех типов легких лептонов получим $\sigma v = G^2 m^2 / \pi$, где $G = 10^{-5} / m_p^2$, $m \equiv m_{\nu_\tau}$.

1) Институт теоретической и экспериментальной физики.

2) Институт прикладной математики.

Зависимость от времени относительной концентрации $r = n(\nu_r)/n(\gamma)$ определяется уравнением

$$\frac{dr}{dt} = -\sigma v n(\gamma) (r^2 - r_{eq}^2), \quad (1)$$

где r_{eq} — термодинамически равновесная концентрация. Для малых значений $\Theta = T/m r_{eq} \approx \Theta^{-3/2} \exp(-1/\Theta)$, $\Theta = t^{-1/2}$ (сек) m^{-1} (Мэв) так что r_{eq} быстро убывает с возрастанием t . Момент закалки определяется условием $4\sigma v n_{eq}(\nu_r) t \Theta \approx 1$. После этого момента r_{eq} становится малым по сравнению с реальной концентрацией. Остаточная (при $t \rightarrow \infty$) относительная концентрация определяется интегрированием уравнения (1) с $r_{eq} = 0$. Результат составляет

$$r_{\infty} \approx 3 \cdot 10^{-7} (m_p/m)^3. \quad (2)$$

Численное интегрирование уравнения (1) дает такой же ответ для $m_{\nu} \approx 2,5 m_p$. Возрастание плотности нейтрино по сравнению с кварками [7] связано с малостью сечения аннигиляции.

Сегодняшняя плотность энергии новых нейтрино равна

$$\rho(\nu_r) = \frac{4}{11} n(\gamma) m_3 \cdot 10^{-7} (m_p/m)^3 = 7 \cdot 10^{-29} (m_p/m)^2 \text{ г/см}^3, \quad (3)$$

где фактор $4/11$ связан с возрастанием плотности фотонов из-за e^+e^- -аннигиляции [6]. Из верхней границы на ρ получаем $m(\nu_r) > 2,5 \text{ Гэв}$. Итак, единственная оставшаяся возможность: $m(\nu_r) < 30 \text{ эв}$.

Следует отметить, что конденсация вещества в звезды может приводить к увеличению плотности ν_r и к появлению вторичной аннигиляции. Если для некоторого красного смещения z аннигилирует часть β тяжелых нейтрино, плотность энергии продуктов распада в настоящее время будет в $(1+z)$ меньше. Результирующая плотность энергии, включая оставшиеся тяжелые нейтрино и продукты их распада, равна

$$\rho^* = \rho_0 (1 - \beta) + \frac{\rho_0 \beta}{1+z}, \quad (4)$$

где ρ_0 определяется уравнением (2).

На первый взгляд кажется, что для $(1-\beta) \ll 1$ и $z \gg 1$ это существенно ухудшит пределы на массу ν_r . В действительности около половины всего энерговыделения при аннигиляции переходит в конце концов в электромагнитное излучение. Плотность реликтового излучения равна $4 \cdot 10^{-34}$, оптического — $4 \cdot 10^{-36}$ г/см³ и рентгеновского — 10^{-37} г/см³. Даже наиболее слабая граница дает

$$\frac{\rho \beta}{1+z} < 4 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3$$

и например, для $\beta = 0,1$ и $z = 100$ получим $\rho < 4 \cdot 10^{-31}$ и $m > 12 \text{ Гэв}$. Таким образом мы видим, что возможность вторичной аннигиляции улучшает нижнюю границу для $m(\nu_r)$.

Полученные ограничения справедливы для стабильного нейтрального лептона, т.е. для лептона, обладающего новым сохраняющимся квантовым числом. Если новый нейтральный лептон электронного или

мюонного типа¹⁾ он может распадаться $\nu\bar{\nu}_e$ или $\nu_e\gamma$. Время жизни этой частицы будет порядка $\tau = 2 \cdot 10^{-6} (m_\mu/m)^5 \text{ сек}$. Это время превысит космологическое ($t_c = 6 \cdot 10^{17} \text{ сек}$), если $m < 2 \cdot 10^{-5} m_\mu = 2 \text{ кэв}$. Это условие однако не является необходимым. Если частица распалась в некоторый момент $t = t_c (1+z)^{-3/2}$ плотность энергии в настоящее время будет в $(1+z)$ раз меньше. Но даже это может быть слишком большим. На самом деле,

$$\rho_{\text{сегодня}} = \frac{200m}{1+z} = 200m(\tau/t_c)^{2/3}$$

и это будет меньше чем ρ_c если $m > 10^{-4} m_\mu = 10 \text{ кэв}$.

В работе [8] предложена модель нарушения мюонного заряда. В этой модели $W(\nu \rightarrow \nu_e + \gamma) = 10^{-2} (m_\nu/m_\mu)^5 \text{ сек}^{-1}$. В этом случае космологические соображения запрещают интервал масс $30 \text{ эв} < m(\nu_\tau) < 2 \text{ Мэв}$.

Наиболее вероятно, что массы всех нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) равны нулю. Представляется загадочным, почему электрический заряд в парах (l, ν_l) связан с массой. Другая интересная проблема, связанная с нейтрино, существует ли правое нейтрино, не обладающее слабым взаимодействием, но несомненно взаимодействующее гравитационно [9]. Используя идеи [10] в работе [11] получено ограничение числа сортов нейтрино.

Работа была доложена на сессии Отделения ядерной физики АН СССР. 26 мая 1977 г. 16 июня был получен препринт [12], в котором содержатся аналогичные результаты для случая стабильных нейтрино.

Мы благодарны Л.Б.Окуню за поддержку и интерес к работе.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Институт прикладной математики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 июня 1977 г.

Литература

- [1] M.L.Perl. Phys. Rev. Lett., 35, 1489, 1975.
- [2] M.L.Perl. Phys. Lett., 63B, 466, 1976.
- [3] С.С.Герштейн, Я.Б.Зельдович. Письма в ЖЭТФ, 4, 174, 1966.
- [4] R.Cowsik, J.McClelland. Phys. Rev. Lett., 29, 669, 1972.
- [5] A.S.Szaloy, G.Marx. Astronomy and astrophysics, 49, 437, 1976.
- [6] Р.Д.Е. Peebles. Phys. Rev. Lett., 16, 410, 1966.
- [7] Я.Б.Зельдович, Л.Б.Окунь, С.Б.Пикельнер. УФН, 87, 113, 1965.
- [8] J.D.Bjorken, S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 38, 622, 1977.
- [9] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. ЖЭТФ, 43, 1904, 1962.
- [10] В.Ф.Шварцман. Письма в ЖЭТФ, 9, 315, 1969.
- [11] G.Steigman, D.M.Schramm, J.E.Cunn. Phys. Lett., 66B, 202, 1977.
- [12] B.W.Lee, S.Weinberg. FERMILAB-PUB-77/41-THY May 1977.

¹⁾ Следует помнить, что если τ — электронного типа, то существование нового нейтрино не обязательно.