

## ФЕНОМЕНОЛОГИЯ $\tau$ -ЛЕПТОНА С ТЯЖЕЛЫМ НЕЙТРИНО В $SU(5)$ МОДЕЛИ

*Е.В.Зеленов, О.К.Калашников*

Приводятся следствия феноменологической теории  $\tau$ -лептона в асимптотически свободной  $SU(5)$  модели, подтверждающей существование тяжелого нейтрино ( $m_{N_\tau} \approx 1,5 \text{ ГэВ}$ ). Показано, что распады  $\tau \rightarrow 3e$ ,  $\tau \rightarrow e + 2\mu$  являются хорошим тестом для проверки этой возможности. Кратко обсуждаются моды распада  $N_\tau$  лептона.

Асимптотически свободная  $SU(5)$  модель единого взаимодействия [1] является, в настоящее время, хорошо разработанной схемой теории большого объединения, претендующей на сравнение с экспериментом. Ее выделенность связана с тем, что она минимально доступным образом объединяет  $SU(2) \times U(1)$  модель Вайнберга – Салама и  $SU(3)$ -квантовую хромодинамику, которые многими считаются сейчас, фрагментами будущей теории. Внутренняя самосогласованность такой тео-

рии позволяет надеяться на достаточно высокую степень достоверности ее предсказаний, что, в настоящее время, крайне важно для экспериментальной феноменологии физики высоких и сверхвысоких энергий. Ряд ее предсказаний (например, ненулевая масса  $e$ ,  $\mu$ -нейтрино [2], конечное время жизни протона и ряд других) весьма интересны и уже сегодня могут служить предметом экспериментального исследования.

Феноменология  $\tau$ -лептона с "тяжелым" нейтрино является также весьма интересной особенностью данной  $SU(5)$  теории. Собственное "тяжелое" нейтрино ( $N_\tau$ -лептон с  $m_{N_\tau} \approx 1,5$  ГэВ) определяет здесь лишь незначительную часть каналов распада  $\tau$ -лептона, в то время как основные каналы его распада обслуживаются легким  $\nu$ -нейтрино (четырёхкомпонентным дираковским спинором). Последнее взаимодействует с  $e, \mu$ -лептонами по схеме Зельдовича - Махмуда - Конопинского [3]. Феноменология  $\tau$ -лептона фиксируется смешиванием ( $e, \tau$ )-лептонов и ( $\nu, N_\tau$ ) нейтрино

$$\begin{aligned}
 J_\mu^+ &= \frac{g}{\sqrt{2}} \left\{ \text{tg} (e_L, \tau_L) \left( 1 + \left| \frac{m_\tau}{m_{N_\tau}} \right| \right) (\bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu N_{\tau L} + \right. \\
 &+ \left. \frac{1 - \text{tg}^2 (e_L, \tau_L) \frac{m_\tau^2}{m_{N_\tau}^2}}{1 + \frac{1}{2} \text{tg}^2 (e_L, \tau_L) \left( 1 + \frac{m_\tau^2}{m_{N_\tau}^2} \right)} (\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{\tau}_L \gamma_\mu N_{\tau L}) + \dots \right\} = \\
 &= \frac{g}{\sqrt{2}} [0,44 (\bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu N_{\tau L}) + 0,9 (\bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L + \bar{\tau}_L \gamma_\mu N_{\tau L}) + \dots].
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Смешивание ( $\mu, \nu$ )-лептонов (также как ( $b, d$ )-кварков) и ( $\nu_R, N_\beta$ )-нейтрино выбрано малым, чтобы не нарушить экспериментально известное с большой точностью отношение слабых констант, реализующих  $\mu$  и  $\beta$ -распады

$$[\sigma(\beta) / \sigma(\mu)] = 1,003 \pm 0,004.
 \tag{2}$$

Лептонный нейтральный ток, через ( $e_R, \tau_R$ )-смешивание,

$$\begin{aligned}
 J_\mu &= \frac{g}{\cos \theta_W} \left[ \left( \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) (\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \mu_R^+) - \frac{1}{2} \text{tg} (e_R, \tau_R) \times \right. \\
 &\quad \times (\bar{e}_R \gamma_\mu \tau_R + \dots) - \\
 &\quad \left. - \sin^2 \theta_W (\bar{e}_R \gamma_\mu e_R - \bar{\mu}_L^+ \gamma_\mu \mu_L^+) + \dots \right] = \frac{g}{\cos \theta_W} [0,29 (e_L \gamma_\mu e_L -
 \end{aligned}$$

$$- \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \mu_R^+ ) - 2,2 \cdot 10^{-2} ( \bar{e}_R \gamma_\mu \tau_R + \dots ) - \bar{\nu}_\mu \gamma_5 \nu + \dots ] ; \quad (3)$$

где  $\text{tg}(\widehat{e}_R, \widehat{\tau}_R) = 4,4 \cdot 10^{-2}$ , приводит к целому ряду так называемых экзотических распадов  $\tau$ -лептона и именно в этом пункте данная  $SU(5)$  схема отличается от других теорий, где эти распады запрещены. Здесь  $\sin^2 \theta_W = 0,21$ .

Цель данной работы показать, что существующие в настоящее время экспериментальные данные по феноменологии  $\tau$ -лептона не противоречат схеме, в которой "собственное" легкое нейтрино к  $\tau$ -лептону отсутствует. Такая схема не нарушает общепринятой  $\tau$ -феноменологии, а также предсказывает весьма интересные следствия, в частности существование, так называемых, экзотических процессов (распадов  $\tau \rightarrow 3e$  ( $e 2\mu$ ) и других), которые пока не обнаружены.

Описание феноменологии  $\tau$ -лептона начнем с  $\tau \rightarrow \nu + X$  распадов. Основные распады  $\tau$ -лептона, в этой схеме, происходит по каналам  $\tau \rightarrow e + 2\nu$  и  $\tau \rightarrow \mu + 2\nu$ . Распад  $\tau \rightarrow e + 2\nu$  полностью аналогичен  $\mu$ -распаду, с поправкой только на  $m_\mu/m_\tau$ -отношение масс. Этот важный факт мы в дальнейшем используем. Стандартные вычисления ширины распада  $\tau \rightarrow e + 2\nu$ , которые здесь опущены, приводят к следующему результату

$$\Gamma_{\tau \rightarrow e + 2\nu} = \frac{2(\alpha^2 + 2\beta^2) m_\tau^5}{192 \pi^3}, \quad (4)$$

где найденные, следуя (1) и (3),  $\alpha$  и  $\beta$  коэффициенты

$$\alpha = \frac{0,9 \cdot 0,44 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2}; \quad \beta = \frac{2,2 \cdot 10^{-2} g^2}{2 \cdot 4 (m_z \cos \theta_W)^2}; \quad (5)$$

определяют относительный вклад в данный распад заряженного и нейтрального тока. Время жизни  $\tau$ -лептона определяется из сравнения (4) с  $\mu \rightarrow e + 2\nu$  шириной распада

$$\Gamma_{\mu \rightarrow e + 2\nu} = \frac{2\alpha_1^2}{192 \pi^3} m_\mu^5, \quad \alpha_\lambda = \frac{0,99 \cdot 0,9 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2}, \quad (6)$$

а также используя экспериментальные значения для отношения парциальных ширин [4]

$$b_e = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e + 2\nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{все})} = 0,17 \quad (7)$$

и времени жизни  $\mu$ -мезонов ( $T_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  сек). Окончательно получаем, что время жизни  $\tau$ -лептона

$$T_\tau = \left( \frac{\alpha_1}{\alpha} \right)^2 \frac{1}{1 + 2(\beta/\alpha)^2} \left( \frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 T_\mu B_e = 0,98 \cdot 10^{-12} \text{ сек},$$

вычисленное как в (8), находится весьма близко к своему экспериментальному пределу ( $T_\tau \lesssim 2,3 \cdot 10^{-12}$  сек. [4]), — хотя отличается от пред-

сказаний стандартной  $SU(5)$  модели с "легким" нейтрино, где  $T_\tau = 2,8 \cdot 10^{-13}$  сек. Однако мы не видим в этом пункте недостатка  $SU(5)$  модели [1], здесь обсуждаемой. Экспериментальное подтверждение находит также вычисленное, следуя (1) и (3), отношение парциальных ширин распада  $\tau$ -лептона на  $e, \mu$ -лептоны

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow \mu + 2\nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow e + 2\nu)} \approx 1,2. \quad (9)$$

Совпадение с экспериментальным значением  $(1,06 \pm 0,1)$  [4] в пределах ошибок. В целом найдено, что распад  $\tau$ -лептона по схеме  $\tau \rightarrow \nu + X$  выдержан в достаточно хорошем согласии с экспериментом.

Рассмотрим теперь экзотические каналы распада  $\tau$ -лептона именно те, которые отличают данную  $SU(5)$  теорию от других моделей. Основными здесь являются  $\tau \rightarrow 3e$  и  $\tau \rightarrow e + 2\mu$  распады. Вычисления выполнены, следуя (3), учитывая факт тождественности частиц в конечном состоянии

$$\Gamma_{\tau \rightarrow 3e} = \frac{2(2\alpha_2^2 + 4\beta_2^2)m_\tau^5}{192\pi^3}; \quad \Gamma_{\tau \rightarrow e + 2\mu} = \frac{2(\alpha_2^2 + \beta_3^2)m_\tau^5}{192\pi^3}. \quad (10)$$

Коэффициенты  $\alpha_i$  и  $\beta_i$  здесь следующие:

$$\alpha_2 = \frac{1,2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,29 g^2}{2 \cdot 4 \cdot (m_z \cos \theta_W)^2}; \quad \beta_2 = \frac{1,2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,21 g^2}{2 \cdot 4 \cdot (m_z \cos \theta_W)^2}; \quad \beta_3 = \frac{1,2 \cdot 10^{-2} \cdot 0,14 g^2}{2 \cdot 4 \cdot (m_z \cos \theta_W)^2}. \quad (11)$$

Получая (11) мы использовали, кроме (3), также выражение для нейтрального тока  $(\mu, \nu)$  - серии частиц

$$J_\mu = \frac{g}{\cos \theta_W} \left[ \left( -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \mu_R^+ + \left( \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \sin^2(\mu_L, \nu_L) \right) \bar{\mu}_L^+ \gamma_\mu \mu_L^+ + \dots \right] = \frac{g}{\cos \theta_W} [-0,29 \bar{\mu}_R^+ \gamma_\mu \mu_R^+ - 0,14 \bar{\mu}_L^+ \gamma_\mu \mu_L^+ + \dots], \quad (12)$$

где принято, что  $\sin^2(\mu_L, \nu_L) \approx 0,14$  [1]. Относительный вклад  $\tau \rightarrow 3e$  и  $\tau \rightarrow e + 2\mu$  процессов в полную вероятность  $\tau$ -распада найден сравнивая (10) с (4) и используя экспериментальный факт (7).

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow 3e)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{все})} \approx 2 \cdot 10^{-3}\% \quad \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e + 2\mu)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{все})} \approx 1 \cdot 10^{-3}\%. \quad (13)$$

Найденные оценки (13) находятся ниже уровня экспериментальных ограничений [4], однако поиск таких процессов крайне важен.

Весьма важны также распады  $\tau$ -лептона, сопровождающиеся "собственным" тяжелым нейтрино. Такой распад, ввиду нестабильности  $N_\tau$ -

нейтрино, образует каскадный распад

$$\tau \rightarrow N_\tau + e + \nu, \quad (14)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad 2e + \nu (e + \mu + \nu)$$

приводящий к трем легким лептонам и двум нейтрино в конечном состоянии. Вероятность распада  $\tau \rightarrow N_\tau + e + \nu$  определяется, следуя (1), с учетом факта малого энерговыделения в конечном состоянии

$$\Gamma_{\tau \rightarrow N_\tau + e + \nu} = \frac{2(\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2)}{8\pi^3} (m_\tau - m_{N_\tau})^5; \quad (15)$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{0,9 \cdot 0,9 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2}; \quad \tilde{\beta} = \frac{0,9 \cdot 0,98 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2};$$

Из сравнения (15) с (4) находим относительную вероятность этого канала распада

$$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow N_\tau + e + \nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{все})} = 24 \frac{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left( \frac{m_\tau - m_{N_\tau}}{m_\tau} \right)^5 (17\%) \approx 0,1\%, \quad (16)$$

где принято [1], что  $m_{N_\tau} \approx 1,46$  ГэВ. Аналогичный процесс распада  $\tau \rightarrow N_\tau + \mu + \nu$  будет подавлен, так как энерговыделение в этом случае меньше из-за конечной массы  $\mu$ -мезона.

Оценим также вероятность распадов  $N_\tau$ -лептона. Основные каналы его распада ( $2e + \nu$ ) и ( $e + \mu + \nu$ ) представлены в  $SU(5)$  модели [1] примерно с равной вероятностью, которая вычисляет здесь следуя (1)

$$\Gamma_{N_\tau \rightarrow 2e + \nu} = \frac{2(\alpha'^2 + \beta'^2)}{192\pi^2} m_{N_\tau}^5;$$

$$\alpha' = \frac{0,44 \cdot 0,9 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2}; \quad \beta' = \frac{4,4 \cdot 10^{-2} \cdot 0,9 g^2}{2 \cdot 4 \cdot m_W^2}. \quad (17)$$

С (17) можно заметить аналогию между распадом  $\tau$ -лептона по каналу ( $e + 2\nu$ ) и соответствующим распадам  $N_\tau$ -нейтрино. Анализ других каналов распада  $N_\tau$ -лептона показывает, что такая аналогия имеет место для всей феноменологии  $N_\tau$ -лептона в целом, т.е. равны относительные вероятности соответствующих распадов

$$\Gamma(N_\tau \rightarrow 2e + \nu) / \Gamma(N_\tau \rightarrow \text{все}) \approx 0,17. \quad (18)$$

Последний факт дает возможность оценить время жизни  $N_\tau$ -лептона

весьма простым способом

$$T_{N_\tau} \approx \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e + 2\nu)}{\Gamma(N_\tau \rightarrow 2e + \nu)} \frac{1}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{все})} \approx \left( \frac{m_\tau}{m_{N_\tau}} \right)^5 T_\tau \approx 2,8 \cdot 10^{-12} \text{сек} \quad (19)$$

эффективно используя только соответствующий массовый фактор.

Итак, полученные результаты подтверждают возможность существования тяжелого нейтрино, сопровождающего  $\tau$ -лептон. Предсказываемые этой моделью процессы  $\tau \rightarrow 3e$ ,  $\tau \rightarrow e + 2\mu$ , и другие могут послужить хорошими тестами для экспериментального отличия этой модели от модели с легким нейтрино. При этом важно понимать, что параметры модели, при необходимости, могут быть в какой то мере изменены и полученные здесь оценки допускают дальнейшее уточнение. Однако качественная картина такой феноменологии безусловно должна сохраниться.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность проф. Е.С.Фрадкину за ценные советы и постоянный интерес к работе.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 апреля 1981 г.

### Литература

- [1] E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov. Phys. Lett., 64B, 177, 1976;  
O.K.Kalashnikov. Lebedev Inst. Preprint, Lebedev-80/166.
- [2] E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov. Lett. Nuovo Cim., 29, 455, 1980.
- [3] Я.Б.Зельдович. ДАН СССР, 86, 505, 1952; E.J.Konopinski, M. Mahmoud. Phys. Rev., 92, 1045, 1953.
- [4] J.Kirkby. Preprint SLAC-PUB-2419, October, 1979.