

ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ ПОНТЕКОРВО И ПОИСКАХ τ -ЛЕПТОНА В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Э.М. Липманов, Н.В. Михеев

Осцилляции Понтекорво предлагаются в качестве модели для поисков τ -лептона в нейтринных экспериментах, где имеются благоприятные условия его детектирования путем прямого наблюдения треков в фотоэмульсии.

В настоящее время имеются серьезные косвенные доказательства в пользу рождения тяжелого заряженного τ -лептона с массой $m_\tau \approx 2 \text{ Гэв}$ в экспериментах на встречных e^-e^+ -пучках [1]. Он имеет следующие основные моды распада

$$\tau^- \rightarrow \nu_e e^-, \nu_\mu \mu^-, \nu_\tau + \text{адроны.} \quad (1)$$

При этом относительная вероятность лептонной моды распада равна $\approx 0,17$ [1]. Длина пробега такого лептона при универсальной связи в слабых взаимодействиях с его собственным новым нейтринным состоянием ν_τ в нерелятивистской области равна $\approx 60000 \text{ мж}$ и вполне мог-

412

ла бы быть обнаружена в ядерной фотоэмульсии. К сожалению, такое детектирование во встречных пучках по-видимому невозможно из-за специфики эксперимента.

Представляется чрезвычайно интересным вопрос о том, не рождается ли τ -лептон [1] в современных нейтринных экспериментах высоких энергий? Очевидно, что рождение его с универсальной константой связи G_F (т.е. $\nu \equiv \nu_\mu$) определено исключается данными нейтринных экспериментов Батавии, Серпухова и CERN. Однако оценки показывают, что его рождение в настоящее время не может быть исключено, если константа слабой связи τ -лептона заметно меньше константы Ферми и равна $G_F \sin\theta$ при $\theta \ll \theta_C$, где θ_C — угол Кабиббо.

В настоящей статье мы хотим обратить внимание, что если τ -лептон обладает мюонным квантовым числом, то основным звеном, которое могло бы привести к подавленному рождению τ -лептона в нейтринных экспериментах, могли бы быть осцилляциями Понтекорво [2], которые приводят к переходам мюонных нейтрино ν_μ в τ -нейтрино ν_τ , $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Пусть левые представления слабой изотопической группы, связанные с мюоном и τ -лептоном, имеют вид

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad (2)$$

$$\nu_\mu \equiv \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta, \quad \nu_\tau \equiv -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta, \quad (3)$$

где ν_1 и ν_2 — стационарные нейтринные состояния с определенными массами $m_1 \neq m_2 \neq 0$, а θ — угол смешивания лептонов. Так как мюонное и τ -нейтрино не являются теперь стационарными состояниями, то происходят осцилляции $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ и интенсивность пучка τ -нейтрино на расстоянии R от точки рождения ν_μ равна [2]

$$I_\nu = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta (1 - \cos 2\pi R/L(p)) I_\nu^0, \quad (4)$$

где $L(p)$ длина осцилляций

$$L(p) = 4\pi p / |m_1^2 - m_2^2|, \quad (5)$$

p — импульс мюонных нейтрино, I_ν^0 — их начальная интенсивность. Предполагая, что длина осцилляций значительно меньше характерных расстояний R находим для средней интенсивности ν в детекторе

$$\bar{I}_\nu \approx 2 \sin^2 \theta I_\nu^0, \quad (6)$$

где явно учтено, что максимальное смешивание с $\theta = 45^\circ$ здесь исключено, и предполагается $\sin^2 \theta \ll \sin^2 \theta_C \ll 1$. Следовательно τ -лептон в

нашей модели был бы должен рождаться в пучке мюонных нейтрино высокой энергии с вероятностью, которая помимо порогового фактора подавлена только множителем $2\sin^2\theta$. С другой стороны, и это очень существенно, распадаться этот лептон будет без подавления по каналам (1), время жизни его будет соответствовать универсальной константе Ферми и не зависит от угла смешивания θ .

Энергетически τ -лептон мог бы рождаться в нейтринных экспериментах Серпухова и CERN при энергии мюонных нейтрино порядка десятка Гэв. При этом длина его пробега составляла бы $l \approx 0,1 \div 0,3$ мм. В нейтринных экспериментах Батавии и CERN-2 эта длина может увеличиваться примерно на порядок, $l \approx 0,1 \div 2$ мм¹⁾. Косвенное детектирование τ -лептона в нейтринных экспериментах в принципе возможно по избытку электронов и избытку событий с "нейтральными токами". Однако наиболее важным является прямой метод детектирования τ -лептона, рождающегося в нейтринных экспериментах, путем наблюдения его трека в эмульсионной камере. Наблюдение короткого трека $\approx 0,1 \div 2$ мм, из которого после излома выходят электрон, или мюон, или адронная струя, возможно явилось бы прямым указанием на рождение τ -лептона в нейтринных экспериментах²⁾. Последние здесь обнаруживают явное преимущество по сравнению со встречными пучками.

В заключение отметим, что рассмотренная в [3] схема смешивания легких и тяжелых лептонов в случае с тяжелым нейтрино, что в применении к τ -лептонам означало бы условие $m_{\nu_e} \gtrsim m_\tau$, также могла бы привести к рождению τ -лептона в нейтринных экспериментах, с вероятностью при том же угле смешивания в два раза меньшей, $\sim \sin^2\theta$. Но в этом случае время жизни и длина пробега τ -лептона увеличились бы не менее, чем на порядок, что при $\theta \approx \theta_C$ вероятно уже исключается данными экспериментов в пузырьковой камере Батавии, так как не поступало сведений о наблюдении сантиметровых треков с характерным изломом. Осцилляции Понтекорво привлекательны здесь также и с теоретической точки зрения.

Предложение поисков τ -лептона в нейтринных экспериментах в эмульсионной камере было сделано на международной конференции "Нейтрино-77" (Эльбрус, июнь, 1977) одним из авторов (Э.М.Л.), который выражает благодарность С.А.Бунятову и В.М.Сидорову за обсуждение и профес-
сору Х.Файсснеру за интерес.

Ярославский
государственный университет

Поступила в редакцию
9 июля 1977 г.

1) Приведенные верхние оценки для длины пробега τ -лептона соответствуют энергиям нейтрино, при которых их интенсивность в спектрах Серпухова и Батавии уменьшается на порядок по сравнению с максимальной.

2) Отметим, что из-за присутствия в нейтринном пучке примеси электронных нейтрино ν_e от K -распада наблюдение указанных событий в нейтринных экспериментах само по себе еще не исключало бы альтернативного предположения, что τ -лептон обладает электронным квантовым числом и имеют место осцилляции электронных нейтрино и τ -нейтрино, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$, а смешивание электронов и τ -лептонов является максимальным.

Литература

- [1] M.L.Pperl et.al. Phys. Rev. Lett., 35, 1489, 1975; Phys. Lett., 63B, 466, 1976; Phys. Rev. Lett., 38, 117, 1977.
- [2] Б.Понтекорво. ЖЭТФ, 53, 1717, 1967; Письма в ЖЭТФ, 13, 281, 1971; С.М.Биленький, Б.Понтекорво. ЯФ, 24, 603, 1976.
- [3] Э.М.Липманов. ЯФ, 23, 833, 1976.
-