

НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ И ν_e -РАССЕЯНИЕ

Б.В. Мартемьянов, М.Ю. Хлопов, М.Г. Щепкин

Рассмотрены эффекты нейтринных осцилляций в процессах ν_e -рассеяния. Показано, что в модели Вайнберга — Салама нейтринные осцилляции эффективно увеличивают сечение $\nu_\mu e$ -рассеяния и уменьшают сечение $\nu_e e$ -рассеяния.

В последнее время появились экспериментальные указания на возможное существование массы покоя нейтрино [1] и нейтринных осцилляций [2, 3]. В работах [4, 5] был рассмотрен общий случай массовой матрицы нейтрино с учетом всевозможных смешиваний между нейтринными состояниями, включая эффекты нарушения CP. Цель настоящей статьи — проанализировать возможные эффекты нейтринных осцилляций [6] в экспериментах по изучению ν_e -рассеяния.

Рассеяние ν_e на электронах обусловлено суперпозицией заряженных и нейтральных токов, в то время как $\nu_i e$ -рассеяние ($i \neq e$) идет только за счет нейтральных токов. При $\sin^2 \theta_W \approx 1/4$ сечение рассеяния за счет нейтральных токов значительно меньше сечения $\nu_e e$ -рассеяния. Это различие, в частности, приводит к тому, что $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ осцилляции эффективно увеличивают сечение $\nu_\mu e$ -рассеяния и уменьшают сечение $\nu_e e$ -рассеяния. Благодаря этому изучение ν_e -рассеяния может служить эффективным способом поиска нейтринных осцилляций.

Будем предполагать, что в слабых взаимодействиях участвуют только

левые нейтрино, удовлетворяющие уравнению $\hat{\nu}_L = \frac{1 + \gamma_5}{2} \nu_L$. Обозначим

через A_i амплитуду рассеяния i -го сорта нейтрино на электроны ($i = e, \mu, \tau, \dots$). Эти нейтрино ν_i не обладают определенной массой, а являются суперпозициями диагональных состояний, которые мы обозначим через ν_A (в общем случае, когда массовый лагранжиан содержит как дираковские, так и майорановские массы $A = 1, \dots, 2N$ для N сортов заряженных лептонов):

$$\nu_{iL} = \sum_A U_{iA} \nu_{AL}. \quad (1)$$

Амплитуды процессов рассеяния диагональных нейтрино на электроны $\nu_A e \rightarrow \nu_B e$, очевидно, равны

$$A_{AB} = \sum_i U_{Bi}^* A_i U_{iA} . \quad (2)$$

В интересующих нас случаях нейтрино в конечных состояниях не регистрируются, поэтому при вычислении вероятности процесса мы должны просуммировать по различным $B = 1, \dots, 2N$. Начальное же состояние нейтрино в процессе рассеяния является когерентной суперпозицией диагональных состояний ν_A , которая определяется матрицей U , массами диагональных состояний m_A и расстоянием от источника L . Пусть в источнике образуется нейтрино j -го сорта. Тогда начальное состояние характеризуется суперпозицией

$$\sum_A U_{jA}^* \nu_A e^{-i \frac{m_A^2 L}{2E}} \equiv \sum_A C_{jA} \nu_A . \quad (3)$$

В дальнейшем индекс j будет обозначать сорт нейтрино, образующихся в источнике ($j = e, \mu, \tau, \dots$). Сечение $\nu_j e$ -рассеяния на расстоянии L от источника равно

$$\sigma(\nu_j e) = \sum_{A,C} C_{jA} C_{jC}^* \sigma_{AC} , \quad (4)$$

где

$$\sigma_{AC} = \int \sum_B A_{AB} A_{CB}^* d\tau = \int \sum_i U_{iC}^* |A_i|^2 U_{iA} d\tau ,$$

$\int d\tau$ — интеграл по фазовому объему. Окончательно с учетом формулы (3):

$$\sigma(\nu_j e) = \sum_i w(j \rightarrow i) \sigma_i . \quad (5)$$

Здесь $w(j \rightarrow i)$ — вероятность перехода j -го типа нейтрино в i -й:

$$w(j \rightarrow i) = \left| \sum_A U_{iA} U_{jA}^* e^{-i \frac{m_A^2 L}{2E}} \right|^2 , \quad (6)$$

$$\text{а } \sigma_i = \int |A_i|^2 d\tau .$$

Для численных оценок рассмотрим случай двух сортов нейтрино (ν_e, ν_μ), пренебрегая осцилляциями $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ и $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Сечение рассеяния ν_μ на электроны в этом случае равно

$$\sigma(\nu_\mu e) = w(\mu \rightarrow e) \sigma^{(\circ)}(\nu_e e) + w(\mu \rightarrow \mu) \sigma^{(\circ)}(\nu_\mu e) , \quad (7)$$

где $\sigma^{(\circ)}(\nu_{e,\mu} e)$ — сечение рассеяния нейтрино на электроны в отсутствие осцилляций. В модели Вайнберга — Салама, например, (для $E_\nu \gg \gg m_e$)

$$\sigma(\nu_\mu e) = \left\{ w(\mu \rightarrow e) \left[(2\xi + 1)^2 + \frac{1}{3} (2\xi)^2 \right] + \right.$$

$$+ w(\mu \rightarrow \mu) \left[(2\xi - 1)^2 + \frac{1}{3} (2\xi)^2 \right] \left. \right\} \frac{G^2 m_e E_\nu}{2\pi},$$

где $\xi = \sin^2 \theta_W$. Заметим, что в общем случае $w(\mu \rightarrow e) + w(\mu \rightarrow \mu) \neq 1$ из-за переходов в стерильные состояния [5]. Для чисто дираковского или чисто майорановского случая сумма равна единице. Тогда

$$w(\mu \rightarrow e) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(m_1^2 - m_2^2)L}{4E}, \quad (8)$$

$$w(\mu \rightarrow \mu) = 1 - w(\mu \rightarrow e), \quad (9)$$

где θ — угол смешивания. Очевидно, что осцилляции максимальны при $\theta = 45^\circ$, причем

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e)_{max}}{\sigma(\nu_\mu e)_{min}} = \frac{\sigma^{(o)}(\nu_e e)}{\sigma^{(o)}(\nu_\mu e)} \approx 6,1. \quad (10)$$

при $\sin^2 \theta_W = 0,23$.

Если осциляторный множитель по каким-либо причинам усредняется (из-за широкого спектра нейтрино, больших размеров источника или детектора), то следует ожидать, что

$$\sigma(\nu_\mu e) = \langle \sigma(\nu_\mu e) \rangle = 3,5 \sigma^{(o)}(\nu_\mu e)$$

при $\theta = 45^\circ$. В общем случае, когда имеются осцилляции между N сортами нейтрино ($N > 2$), а также при переходах в стерильные состояния фактор эффективного усиления усредненного сечения $\nu_\mu e$ -рассеяния меньше, чем в рассмотренном выше случае.

Обсуждаемые эффекты должны проявляться и в $\nu_e e$ -рассеянии. При этом, очевидно, эффект обратный, т. е. сечение $\sigma(\nu_e e)$ эффективно уменьшается.

При рассеянии антинейтрино амплитуда осцилляций сечения меньше, при $\sin^2 \theta_W = 0,23$ отношение $\sigma(\bar{\nu}_e e)_{max} / \sigma(\bar{\nu}_e e)_{min} \approx 3$.

Таким образом, эффекты $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ осцилляций должны более ярко проявляться в процессах $\nu_\mu e$ -рассеяния. Известные экспериментальные данные не позволяют, по-видимому, сделать однозначный вывод о наличии или отсутствии осцилляций. Поэтому исследование процессов такого рода представляется весьма желательным.

Отметим, что при высоких энергиях эффекты осцилляций $\tilde{\nu}_\mu \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$ могут приводить к процессам неупругого рассеяния $\tilde{\nu}_e \rightarrow$ адроны [7] в пучках $\tilde{\nu}_\mu$: $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_e \rightarrow \pi^- \pi^0$, 3π , $K\bar{K}$, ...

Мы благодарим Я.Б.Зельдовича за предложение темы и постоянный интерес к работе, а также С.С.Герштейна и И.Ю.Кобзарева за ценные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Институт прикладной математики
им. М.В.Келдыша
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 августа 1980 г.

Литература

- [1] В.А.Любимов, Е.Г.Новиков, В.З.Нозик, Е.Ф. Третьяков, В.С.Козик. Препринт ИТЭФ-62, 1980; ЯФ, 32, №7, 1980.
- [2] V.Barger, D.Cline , R.J.N.Phillips, K.Wishnant. Preprint COO- 881-135, 1980.
- [3] F.Reines , H.W.Sobel, E.Pasierb. Univ. Cal. preprint, Irvine , 1980.
- [4] И.Ю.Кобзарев, Б.В.Мартемьянов, Л.Б.Окунь, М.Г.Щепкин. Препринт ИТЭФ-90, 1980.
- [5] V.Barger, P.Langacker, J.Levaille, S.Pakvasa. Preprint COO- 881-149, 1980.
- [6] Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 33, 549, 1957; ЖЭТФ, 53, 1717, 1967.
- [7] В.Н.Фоломешкин. М.Ю.Хлопов. ЯФ, 17, 810, 1973 .
-