

УДК 539.17.01

Упругое рассеяние реакторных антинейтрино на электронах и ограничение на массу дополнительного нейтрального векторного бозона

Ю. П. Богданов, И. Ю. Дидковская

*Кафедра физики**Российский университет дружбы народов**Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6*

В статье изучено упругое рассеяние антинейтрино на электроны в рамках стандартной модели электрослабого взаимодействия. Получены ограничения на параметры и углы смешивания модели, а также ограничения на массу дополнительного нейтрального векторного бозона, существование которого допускается самой моделью.

Введение

Как известно, стандартная модель электрослабого взаимодействия Глешоу–Вайнберга–Салама (ГВС), основанная на калибровочной группе $SU(2) \otimes U(1)$, позволяет описывать имеющиеся экспериментальные данные с помощью следующих значений параметра смешивания $S_W \equiv \sin^2 \theta_w$ и масс промежуточных $W^\pm$ и Z^0 бозонов [1]

$$S_W = 0,226 \pm 0,004; \quad M_W = (81,8 \pm 1,5) \text{ ГэВ}; \quad M_Z = (92,6 \pm 1,7) \text{ ГэВ}. \quad (1)$$

Несмотря на высокую точность среднемирового значения S_W , в (1) существует заметное расхождение в величине этого параметра, измеренной в различных экспериментах. В частности, измерение электрослабых эффектов в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ на ускорителе PEP [2] дало $S_W = 0,24^{+0,18}_{-0,17}$. Путем измерения сечений $\nu_\mu e^-$ - и $\bar{\nu}_\mu e^-$ -рассеяния группой CHARM [3] было получено $S_W = 0,215 \pm 0,032$, тогда как измерение сечения рассеяния реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ [4] дало $S_W = 0,28 \pm 0,08$.

Поиски возможного отклонения от стандартной модели, а также попытки построения моделей с более широкой электрослабой группой предпринимались давно. Теоретической предпосылкой тому является необходимость объединения наряду со слабым и электромагнитным также сильного и гравитационного взаимодействий (модели большого объединения и супергравитация). Обнадеживающие результаты в этом направлении получены в последнее время в рамках так называемых суперструнных теорий [5], основанных на группе $E_8 \otimes E_8$. В качестве эффективной низкоэнергетической группы в этом подходе может выступать группа E_6 [6]. В зависимости от способа понимания ранга группы E_6 электрослабый сектор включает один или два дополнительных нейтральных промежуточных векторных бозона, которые могут иметь массы, не сильно отличающиеся от массы уже открытого Z^0 -бозона.

Анализу возможных проявлений дополнительного Z' -бозона при высоких энергиях посвящено значительное количество работ (см., например, [7, 8]).

В настоящей работе влияние дополнительного промежуточного векторного бозона на процесс рассеяния

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (2)$$

исследуется в области энергий реакторных антинейтрино $E_{\bar{\nu}} < 10$ МэВ.

1. Амплитуда и сечение процесса

Мы рассмотрим здесь влияние одного дополнительного нейтрального векторного бозона на характеристики процесса (2).

Лагранжиан взаимодействия электронного нейтрино (антинейтрино) с электроном дается выражением

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{ЗТ}} + \mathcal{L}_{\text{НТ}}, \quad (3)$$

где лагранжиан взаимодействия заряженных токов

$$\mathcal{L}_{\text{ЗТ}} = \frac{g_1}{2\sqrt{2}} \left[\bar{\nu}_e \widehat{W}^- (1 + \gamma_5) e + \bar{e} \widehat{W}^+ (1 + \gamma_5) \nu_e \right], \quad (4)$$

а лагранжиан взаимодействия нейтральных токов

$$\mathcal{L}_{\text{НТ}} = \sum_{\alpha=0,1} \frac{g}{4} \left\{ v_\alpha^\nu \bar{\nu}_e \widehat{Z}_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e + 2 \bar{e} \widehat{Z}_\alpha (v_\alpha^e + a_\alpha^e \gamma^5) e \right\}. \quad (5)$$

Здесь

$$g_1^2 = g_{SU(2)}^2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cdot 8M_W^2; \quad g = \frac{e}{S_W C_W}; \quad C_W \equiv \cos^2 \theta_W,$$

при $\alpha = 0$ соответствует известному Z^0 -бозону, а $\alpha = 1$ — дополнительному Z' -бозону. Константы v_α^ν , v_α^e и a_α^e зависят от углов

$$\theta_k, \beta_k \quad (k = 1, 2, 3; C_k \equiv \cos \theta_k; S_k \equiv \sin \theta_k),$$

которыми определяется характер смешивания генераторов и фермионных мультиплетов низкоэнергетической калибровочной группы

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1) \otimes U'(1) \otimes U''(1).$$

Угол θ_1 фиксирует смешивание гиперзаряда Y и комбинации $\widehat{Y} = C_2 Y' - S_2 Y''$. В случае одного дополнительного бозона предполагается, что ортогональная комбинация $S_2 Y' + C_2 Y''$ связана с генератором, нарушаемым при более высоких энергиях, так что соответствующий ток устраняется из низкоэнергетической теории. Угол θ_3 входит в матрицу, диагонализующую массовую матрицу калибровочных бозонов.

В приближении малых передаваемых импульсов $\|q^2\| \ll M_W^2 < M_{Z'}^2$ из (4) и (5) получим следующее выражение для амплитуды реакции (2)

$$M = M_{\text{ЗТ}} + M_{\text{НТ}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \nu_e \bar{e} \gamma_\mu (C_V + C_A \gamma^5) e. \quad (6)$$

Эффективные векторная и аксиальные константы C_V и C_A связаны с соответствующими константами g_V и g_A для процессов с участием только нейтральных токов ($\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$; $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$) соотношениями

$$C_V = 1 + g_V; \quad C_A = 1 + g_A. \quad (7)$$

для g_V и g_A в нашем случае можно записать

$$g_V = g_V^0 + \eta^{-2} v_1^\nu v_1^e; \quad g_A = g_A^0 + \eta^{-2} v_1^\nu a_1^e, \quad (8)$$

где

$$g_V^0 = -\frac{1}{2} + 2S_W; \quad g_A^0 = -\frac{1}{2}$$

— значения векторной и аксиальной констант нейтрального электронного тока в стандартной модели ГВС, а $\eta = M_{Z'}/M_Z$.

Из (6) следует выражение для дифференциального сечения процесса (2)

$$\frac{d\sigma}{dE_k}(\bar{\nu}_e e^-) = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[g_-^2 + g_+^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right)^2 - g_- g_+ \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right], \quad (9)$$

в котором $g_\pm = C_v \pm C_A$, а E_k — кинетическая энергия электронов отдачи [9].

Ниже мы ограничимся анализом вклада дополнительного Z' -бозона в (9) в достаточно простом случае: $\theta_3 = 0$ (это эквивалентно справедливости массового соотношения стандартной модели $M_W = C_W M_Z$), а также $\theta_2 = 0$ (Y' и Y'' не смешиваются). При сделанных предположениях имеют место следующие соотношения

$$g_+ = 1 + 2S_W + S_W^2 \delta; \quad g_- = 2S_W + S_W^2 \delta, \quad (10)$$

из которых следует, что отклонение от величин $g_\pm$ стандартной модели определяется только одним эффективным параметром

$$\delta = \frac{1}{9\chi^2 \eta^2} [C_1^2 + \lambda^2 S_1^2 - 3C_1 S_1 (\lambda^2 - 1)]^2, \quad (11)$$

здесь $\lambda = g_Y/g_Y'$ и всегда может быть выбрано $\lambda \geq 1$.

Заметим, что в рассматриваемом случае, когда $\theta_2 = \theta_3 = 0$, в силу (11) вклад дополнительного бозона в параметры (10) неотрицателен.

2. Сравнение с экспериментом

Сечение упругого рассеяния реакторных антинейтрино было измерено [4]

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle_1 &= (0,87 \pm 0,25) \langle \sigma^{V-A} \rangle_1; \\ \langle \sigma \rangle_2 &= (1,7 \pm 0,44) \langle \sigma^{V-A} \rangle_2, \end{aligned}$$

где угловые скобки означают усреднение по спектру реакторных антинейтрино и интегрирование по соответствующему интервалу E_k — кинетической энергии электронов отдачи

$$\begin{aligned} \text{1-й интервал: } & 1,5 \text{ МэВ} \leq E_k < 3,0 \text{ МэВ}; \\ \text{2-й интервал: } & 3,0 \text{ МэВ} \leq E_k < 4,5 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

После усреднения и интегрирования теоретического сечения (9) в каждом из данных интервалов возникает уравнение вида ($k = 1, 2$)

$$a_{11}^k g_-^2 + a_{22}^k g_+^2 + 2a_{12}^k g_- g_+ = \langle \sigma \rangle_k.$$

Относительно параметров S_W и δ это алгебраическое уравнение порядка 4 и 2 соответственно. Условие насыщения экспериментальных ошибок [10] дает в плоскости (S_W, δ) две кривые, полосы между которыми представляют области допустимых значений S_W и δ для каждого из интервалов [10]. Пересечение этих полос с учетом естественного условия $S_W, \delta \geq 0$ дает область значений S_W и δ , которые совместимы с результатом данным в [10].

Ниже нами использованы два несколько отличающихся друг от друга энергетических спектра для потока реакторных антинейтрино, рассчитанных в [10, 11].

В рамках стандартной модели ($\delta = 0$) расчет со спектром [11] дает следующие значения параметра Вайнберга

$$S_W^{(1)} = 0,26 \pm 0,06; \quad S_W^{(2)} = 0,30 \pm 0,05; \quad \bar{S}_W = 0,28 \pm 0,08,$$

а со спектром [10]:

$$S_W^{(1)} = 0,25 \pm 0,06; \quad S_W^{(2)} = 0,29 \pm 0,05; \quad \bar{S}_W = 0,27 \pm 0,08,$$

где через $\bar{S}_W$ обозначено среднее двух значений $S_W^{(1)}$ и $S_W^{(2)}$.

С помощью соотношения (11) эти ограничения могут быть трансформированы в ограничения на величину массы дополнительного Z' -бозона. В общем случае ($\lambda > 1$) ограничение на η зависит от угла η_1 , однако при $\lambda = 1$ эта зависимость исчезает. Очевидно, что ограничения сверху $M_{Z'} < 0,52M_Z$ или $M_{Z'} < 0,46M_Z$ могут свидетельствовать о том, что результаты эксперимента [4] плохо согласуются со среднемировым значением S_W^0 .

Отметим, что нижние границы для массы дополнительного Z' -бозона, полученные в области высоких энергий, из данных по pp -взаимодействиям составляют $M_{Z'} \gtrsim 140$ ГэВ [7] и $M_{Z'} > 100$ ГэВ [8], а из данных по $\nu_\mu e^-$ -рассеянию — $M_{Z'} \gtrsim 200$ ГэВ.

Заключение

Полученные здесь результаты свидетельствуют о необходимости повышения точности экспериментальных данных по упругому рассеянию реакторных антинейтрино, что может позволить в принципе получить не только ограничения на массу дополнительного промежуточного векторного Z' -бозона, но исследовать их зависимость от углов смешивания и других параметров модели E_6 .

Литература

1. Review of Particle Properties // Phys. Lett. — Vol. 170B. — 1986.
2. Fernandez E. Search for single electron from supersymmetric-particle production // Phys. Lett. — Vol. 35D, No 1. — 1987. — P. 10.
3. Bergsma F. A new measurement of the ratio of the cross sections on Muon Neutrino and Antineutrino scattering on Electron // Phys. Lett. — Vol. 147B, No 6. — 1984. — P. 481.
4. Reines F., Gurr. H., Sobel H. Calculated spectrum of reactor antineutrino // Phys. Rev. Lett. — Vol. 37. — 1976. — P. 315.
5. Schwarz J. Superstring Theory // Phys. Rep. — Vol. 89. — 1982. — P. 223.
6. Witten E. Symmetry breaking patterns in superstring models // Nucl. Phys. — Vol. B258. — 1985. — P. 75.
7. Barger V., Deshpande. N., Whisnant K. Phenomenological Mass Limits on Extra Z of E_6 Superstrings // Phys. Rev. Lett. — Vol. 56. — 1986. — P. 30.
8. Del Aguila F. et al. Analysis of neutral currents in superstring inspired models // Nucl. Phys. — Vol. B283. — 1987. — P. 50.
9. Керимов Б. К. Спинные корреляции в нейтриноэлектронном рассеянии и нейтральные лептонные токи // Изв. АН СССР, сер. физ. — Т. 37. — 1973. — С. 1937.
10. Schreckenbach K. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV // Phys. Lett. — Vol. 160B. — 1985. — P. 325.
11. Avignon F. T., Greenwood. Z. D. Calculated spectra of antineutrino from the fission products of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu , and antineutrino-induced reactions // Phys. Rev. — Vol. C22. — 1980. — P. 594.

UDC 539.17.01

Elastic Reactor Antineutrino Scattering by Electron and Bound on the Mass of Extra Neutral Gauge Boson

Yu. P. Bogdanov, I. Yu. Didkovskaya

*Department of Physics
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., Moscow, 117198, Russia*

Elastic antineutrino-electron scattering is studied in the frame of standard electroweak model. Restrictions on the parameters and angles of model mixing as well as bounds for the mass of assumed extra gauge neutral boson are obtained.