Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 6, стр. 357 – 359 20 марта 1972 г.

ОГРАНИЧЕНИЯ НА ТОКИ ВТОРОГО РОДА В ПРОЦЕССЕ $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$

Г. А. Лобов

Существующие в настоящее время экспериментальные данные по полному сечению процесса "упругого" рассеяния нейтрино $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ [1] позволяют получить верхнюю границу для тензорной константы тока второго рода и ограничения на массу аксиально-векторного формфактора в слабом взаимодействии.

С этой целью адронный ток слабого взаимодействия представим в виде:

$$J_\mu = \frac{G}{\sqrt{2}}\bar{p}\left[(f_V\gamma_\mu + f_M\sigma_{\mu\lambda}q_\lambda) + if_s q_\mu + (f_A\gamma_\mu + if_p q_\mu)\gamma_5 + f_T\sigma_{\mu\lambda}q_\lambda\gamma_5\right]n$$

$$= J_\mu^{V(1)} + J_\mu^{V(2)} + J_\mu^{A(1)} + J_\mu^{A(2)}, \qquad (1)$$

где $q_\lambda = (n - p)_\lambda$ – переданный импульс, $G = 10^{-5}M^{-2}$ – константа слабого взаимодействия, M – масса нуклона.

В выражении (1) векторный $J_\mu^{V(2)}$ и аксиально-векторный $J_\mu^{A(2)}$ токи второго рода [2] имеют G-четности, противоположные G-четностям соответствующих токов первого рода $J_\mu^{V(1)}$ и $J_\mu^{A(1)}$. При нарушении T-инвариантности константы тока (1) становятся комплексными. В модели, в которой T-инвариантность слабого взаимодействия нарушается только токами второго рода [3], мнимая часть тензорной константы f_T имеет порядок величины:

$$\mathrm{Im} f_T \sim M^{-1}. \qquad (2)$$

Это значение не противоречит опытам по измерению T-нечетных корреляций в распадах поляризованного нейтрона [4] и ядра F^{19} [5]:

$$\mathrm{Im}\, f_T = (20 \pm 20)M^{-1} [4],$$
$$\mathrm{Im} f_T = (4 \pm 28)M^{-1} [5]. \qquad (3)$$

Используя формулу (1), получим следующее выражение для дифференциального сечения процесса $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ при энергиях нейтрино $E_\nu > M$:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2}{2\pi}\left\{f_V^2 + f_A^2 + t(f_M^2 + |f_T|^2)\right\}, \qquad (4)$$

где $t = -q^2 > 0$.

Условие $E_\nu > M$ позволяет не учитывать в выражении (4) ряд дополнительных членов, которые имеют порядок величины, меньший, чем M/E_ν и $(M/E_\nu)^2$. Полное сечение процесса $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ –

получается интегрированием выражения (4) по t от 0 до $t_{max} = S - 2M^2 + M^4 S^{-1}$, где $S = (p_\nu + p_n)^2 = M^2 + 2ME_\nu$. Для выполнения этого интегрирования, предположим, что все формфакторы, входящие в выражение (4) имеют такую же зависимость от переданного импульса t, как и векторный формфактор f_V:

$$f_V = F_V(t); \quad f_A = f_A(0)F_A(t); \quad f_A(0) = 1{,}26,$$

$$f_M = \frac{\mu_p - \mu_n}{2M} F_V(t); \qquad f_T = f_T(0)F_A(t), \tag{5}$$

где μ_p и μ_n – аномальные магнитные моменты протона и нейтрона,

$$F_V(t) = F_A(t) = \left(1 + \frac{t}{(0{,}84)^2}\right)^{-2} \tag{6}$$

– векторный формфактор слабого взаимодействия в "дипольном" приближении.

Используя экспериментальное значение полного сечения процесса $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ – при 2,5 *Гэв* $\leqslant E_\nu \leqslant$ 3 *Гэв* [1] $\sigma = (1 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-38}$ *см*^{2}, получим следующее ограничение сверху на величину тензорной константы тока второго рода:

$$|f_T(0)| \leqslant 2{,}7M^{-1}. \tag{7}$$

Этот результат не согласуется со значением тензорной константы, полученной из сравнения величин $(ft)^\pm$ для $\beta^\pm$ распадов зеркальных ядер с $8 \leqslant A \leqslant 30$ [6]:

$$\mathrm{Re}\, f_T(0) = 3{,}6M^{-1}. \tag{8}$$

Если принять для тензорной константы значение (8), то полное сечение процесса $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ согласуется с экспериментальным значением $\sigma = (1 \pm 0{,}3) \cdot 10^{-38}$ *см*^{2}, если аксиально-векторный формфактор имеет вид:

$$F_A(t) = \left(1 + \frac{t}{M_A^2}\right)^{-2} \tag{9}$$

с массой:

$$0{,}52\ \textit{Гэв} \leqslant M_A \leqslant 0{,}75\ \textit{Гэв}. \tag{10}$$

Это значение M_A, меньшее, чем $M_V = 0{,}84$ *Гэв* представляется маловероятным, поскольку ближайшей диаграммой, дающей вклад в векторный формфактор является, по-видимому, диаграмма с двумя пионами в промежуточном состоянии, в то время как для аксиально-векторного формфактора – диаграмма с тремя пионами. Таким образом, значение тензорной константы (8) тока второго рода противоречит экспериментальным данным по полному сечению процесса $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ и существующим в настоящее время представлениям о вкладах различных промежуточных состояний в векторный и аксиально-векторный формфакторы слабого взаимодействия. Заметим, что полученные выше ограничения (7) и (10) могут быть значительно усилены, если точность нейтринного опыта будет увеличена.

При нарушении T-инвариантности слабого взаимодействия только токами второго рода [3] должна существовать поляризация протонов в процессе $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$, перпендикулярная к плоскости рассеяния:

$$P = \frac{2t^{1/2} f_A \operatorname{Im} f_T}{[f_V^2 + f_A^2 + t(f_M^2 + |f_T|^2)]} [\mathbf{n}_p \mathbf{n}_\mu], \quad (11)$$

где $\mathbf{n}_p$ и $\mathbf{n}_\mu$ – единичные векторы вдоль импульсов протона и мюона соответственно. При $t = 1(Гэв/c)^2$ и $\operatorname{Im} f_T = M^{-1}$ величина поляризации $P \approx 30\%$. Таким образом, измерение поляризации протонов в процессе $\nu_\mu + n \to p + \mu^-$ могло бы служить проверкой моделей [3] нарушения T-инвариантности слабого взаимодействия токами второго рода.

Автор глубоко благодарен С.С.Герштейну и И.С.Шапиро за обсуждение работы и ряд ценных замечаний, а также В.С.Кафтанову и В.Д.Хованскому за обсуждение данных нейтринного опыта

Поступила в редакцию
11 февраля 1972 г.

Литература

[1] I.Budagov et al. Lett. Nuovo Cim., 2, 689, 1969; M Holder et al., Nuovo Cim., 58A, 338, 1969; R.L.Kustom et al Phys. Rev Lett., 22, 1016, 1969; H.H.Chen et al.Phys. Rev., D4, 99, 1971.

[2] S.Weinberg. Phys. Rev., 112, 1375, 1958.

[3] N.Cabbibo. Phys. Lett., 12, 137, 1964; Г.А.Лобов. ЯФ, 2, 716, 1965.

[4] Б.Г.Ерозолимский, Л.Н.Бондаренко, Ю.А.Мостовой, Б.А.Обиняков, В.П.Захарова, В.А.Титов. ЯФ, 11, 1049. 1970.

[5] F.Calaprice, E.Commins, H.Gibbs, G.Wick. Phys. Rev., 184, 1117, 1969.

[6] D.H.Wilkinson. Phys. Lett., 31B, 447, 1970.