

СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО β -РАСПАДА И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО АНТИНЕЙТРИНО

Е. Х. Ахмедов, А. А. Боровой, Ю. В. Гапонов,

А. Н. Херувимов

Из данных по сечениям обратного β -распада найдены ограничения на поляризацию электронного антинейтрино. В рамках модели с лево-правой симметрией $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ получены ограничения на параметры правых заряженных токов, дополняющие соответствующие ограничения, найденные из распада поляризованных мюонов.

1. В стандартной теории электрослабых взаимодействий в процессах, обусловленных заряженными токами, участвуют только левые частицы. Вследствие этого нейтрино, испускаемые при β -распаде, должны быть полностью продольно поляризованными, а электроны и позитроны распада — иметь поляризацию $\mp v/c$. Одним из наиболее популярных обобщений стандартной теории является модель со спонтанно нарушенной лево-правой симметрией $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)^{1-3}$, дающая привлекательное объяснение несохранения четности при низких энергиях. В этой модели наряду с обычными заряженными бозонами W_L^\pm имеются дополнительные бозоны W_R^\pm , осуществляющие взаимодействие с правыми заряженными токами.

В теории с правыми токами продольная поляризация испускаемых при β -распаде нейтрино может быть отлична от 100%. В настоящей работе мы находим ограничения на спиральность $\tilde{\nu}_e$ из данных по сечениям обратного β -распада, полученных в экспериментах с реакторными антинейтрино. Это позволяет извлечь информацию о параметрах правых заряженных токов, дополняющую ограничения, полученные из других процессов.

2. Наиболее общий вид эффективного лагранжиана, описывающего слабые полуплеptonные процессы при низких энергиях есть

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}} = [a J_L j_L + b J_R j_R + c J_L j_R + d J_R j_L]. \quad (1)$$

Здесь $J_{L,R}$ — адронные токи, $j_{L,R}$ — лептонные слабые токи, a, b, c и d — феноменологические константы. В простейшем (так называемом "явно симметричном") варианте теории

$SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ имеем

$$a = \frac{g^2}{8} \left(\frac{\cos^2 \xi}{m_1^2} + \frac{\sin^2 \xi}{m_2^2} \right), \quad b = \frac{g^2}{8} \left(\frac{\sin^2 \xi}{m_1^2} + \frac{\cos^2 \xi}{m_2^2} \right), \quad (2)$$

$$c = d = \frac{g^2}{8} \sin \xi \cos \xi \left(\frac{1}{m_2^2} - \frac{1}{m_1^2} \right).$$

Здесь ξ — угол смешивания W_L с W_R . m_1 и m_2 — массы собственных состояний массовой матрицы W_1 и W_2 (W_L и W_R — линейные комбинации W_1 и W_2), g — константа связи

Сечение обратного β -распада $\tilde{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ при низких энергиях ($E_\nu \ll m_1, m_2$) имеет следующий вид:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_0 (1 + H'_\nu H'_\nu). \quad (3)$$

Здесь $\sigma_0 = (G_F^2 \cos^2 \Theta_C / \pi) (1 + 3\lambda^2) p_e E_e$ — стандартное сечение в теории $V-A$ (в отсутствие правых токов), E_e и p_e — энергия и импульс позитрона, $\lambda = G_A / G_V \approx 1,26$, H'_ν — спиральность захватываемого $\tilde{\nu}_e$, а H'_ν дается выражением

$$H'_\nu \equiv \frac{|a|^2 + |d|^2 - |b|^2 - |c|^2 + 2\text{Re}(a^* d - b^* c) \kappa}{|a|^2 + |d|^2 + |b|^2 + |c|^2 + 2\text{Re}(a^* d + b^* c) \kappa}, \quad \kappa \equiv \frac{1 - 3\lambda^2}{1 + 3\lambda^2}. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) получены в предположении, что масса правого нейтрино пренебрежимо мала по сравнению с энергией нейтрино.

Величина H'_ν совпадает со спиральностью $\tilde{\nu}_e$, испускаемых в прямом процессе — при β -распаде нейтрона. Однако реакторные антинейтрино рождаются не в распаде нейтронов, а при β -распаде продуктов деления. Основной вклад в нейтринный поток возникает от разрешенных β -переходов, которые могут быть фермиевскими, гамов-теллеровскими или смешанными. Спиральности $\tilde{\nu}_e$, испускаемых в этих переходах, могут быть получены из правой части формулы (4) заменой параметра κ на 1, -1 или $(|M_F|^2 - |M_{GT}|^2) / (|M_F|^2 + |M_{GT}|^2)$, соответственно. Важно отметить, что в пределе $\xi \rightarrow 0$ все эти выражения совпадают между собой и с величиной H'_ν . При этом для сечения обратного β -распада получается простое выражение

$$\sigma = (\sigma_0 / 2) (1 + H_\nu^2), \quad (5)$$

из которого видно, что σ обладает заметной чувствительностью к спиральности $\tilde{\nu}_e$.

3. Простая формула (5) справедлива, если смешивание W_L с W_R мало: $|\xi| \ll (m_1/m_2)^2$. В общем случае необходимо пользоваться формулой (3), причем спиральность реакторных $\tilde{\nu}_e$ должна вычисляться по формуле $H'_\nu(E_\nu) = \sum w_i(E_\nu) H'_{\nu i}$, где сумма берется по всем типам β -переходов, а $w_i(E_\nu)$ — веса переходов каждого типа. Вычисление $H'_\nu(E_\nu)$ представляет собой сложную задачу, однако, как мы сейчас покажем, в этом нет необходимости.

Основной вклад в антинейтринный спектр реактора дают гамов-теллеровские и смешанные переходы; фермиевские β -переходы ядер-осколков деления подавлены по изоспину. Малость фермиевских матричных элементов ($|M_F|^2 / |M_{GT}|^2 \lesssim 10^{-4}$) приводит к тому, что спиральность $\tilde{\nu}_e$, испускаемых в смешанных переходах, практически совпадает с $(H'_\nu)_{GT}$. По этой причине можно положить в формуле (3) $H'_\nu = (H'_\nu)_{GT}$. Величина H'_ν в пределе $3\lambda^2 \gg 1$ также совпадала бы с $(H'_\nu)_{GT}$ (численно имеем $3\lambda^2 \approx 4,76$). H'_ν совпадает с $(H'_\nu)_{GT}$ также в случае $\xi = 0$. Из теоретического ограничения на ξ $|\xi| \leq \eta \equiv (m_1/m_2)^2$ следует, что замена H'_ν на $(H'_\nu)_{GT}$ может дать ошибку в величине $1 - H'_\nu$ не более 20%. Ис-

пользуя формулу (5), при этом получаем

$$H_{\nu} \approx \sqrt{2 \frac{\sigma}{\sigma_0} - 1} \approx \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sigma_{\text{эксп}}}{\sigma_{\text{теор}}} \quad (6)$$

Усреднение экспериментальных данных ^{6, 7} дает для величины $\sigma_{\text{эксп}}$ значение $(\sigma_f)_{\text{эксп}} = 6,20 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел} \pm 5\%$ (σ_f — сечение, пересчитанное на один акт деления ²³⁵U). В качестве теоретического значения сечения мы принимаем среднее по работам ⁸⁻¹¹, которые являются наиболее цитируемыми: $(\sigma_f)_{\text{теор}} = 6,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел} \pm 4\%$. Основная погрешность в теоретических значениях σ_f обусловлена неопределенностями расчетов спектров реакторных $\tilde{\nu}_e$. Оценить эту погрешность довольно трудно; мы принимаем ее равной максимальному отклонению от среднего значения. В результате получаем $\sigma/\sigma_0 = 1,0 \pm 0,065$, откуда следует $H_{\nu} > 0,935$ на уровне достоверности 68%. Для получения ограничений на параметры правых токов воспользуемся формулой (3). Учитывая, что $\eta \ll 1$, $|\xi| \leq \eta$, получим

$$2\xi^2 + 3,30 \xi \eta + 2\eta^2 < 0,065. \quad (7)$$

В пределе нулевого смешивания отсюда следует $m_1/m_2 = \sqrt{\eta} < 0,425$, или, при $m_1 \approx 83 \text{ ГэВ}$, $m_2 > 195 \text{ ГэВ}$. В пределе $m_2 \rightarrow \infty$ получаем ограничение на угол смешивания: $|\xi| < 0,18$. Если не делать дополнительных предположений о η и ξ , то из (7) получим: $(m_1/m_2) < 0,565$ при любых ξ ; $-0,32 < \xi < 0,18$ при любых m_1/m_2 .

4. Полученное ограничение $H_{\nu} > 0,935$ есть по существу первое экспериментальное значение спиральности $\tilde{\nu}_e$. До сих пор измерялась только спиральность ν_e , испускаемых при К-захвате на ядре ¹⁵²Eu. Последнее значение этой величины есть ¹² $H_{\nu} = -0,93 \pm 0,10$, т. е. ошибка в полтора раза превышает ошибку найденного нами значения H_{ν} . Отметим, что информация о H_{ν} и H_{ν} содержится также в неявном виде в данных по спиральностям $H_{e^{\pm}}$ электронов и позитронов, испускаемых при β -распаде ядер (см., например, ¹³).

Полученные ограничения на параметры правых заряженных токов η и ξ в 2-3 раза менее жесткие, чем ограничения из распада поляризованных μ^+ ¹⁴⁻¹⁶. Отметим, однако, что распад мюона и обратный β -распад принадлежат к процессам разных типов: первый — чисто лептонный, тогда как второй — полулептонный. По этой причине изучение таких процессов с точки зрения получения информации о правых токах представляет независимый интерес. Помимо этого комбинация параметров (7), на которую мы получили ограничения, отличается от той, которая определяется в распаде μ^+ : $2\xi^2 + 4\xi\eta + 4\eta^2$, а также от комбинации $\xi\eta$, ограничение на которую было получено в недавней работе ¹⁷ из отношений продольных поляризаций e^+ , испускаемых в фермиевских и гамов-теллеровских β -переходах. Спецификой рассмотренной нами реакции обратного β -распада в потоке реакторных антинейтрино является то, что спиральность испущенных $\tilde{\nu}_e$ фактически совпадает с $(H_{\nu})_{GT}$, тогда как поглощаются они в β -переходе смешанного типа.

Литература

1. Pati J.C., Salam A. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, 661; Phys. Rev. D., 1974, 10, 275.
2. Mohapatra R.N., Pati J.C. Phys. Rev. D, 1975, 11, 566; 2558.
3. Bég M.A.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 1252.
4. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т. 1. М.: Мир, 1977.
5. Masso E. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1956.
6. Афонин А.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 355.
7. Видякин Г.С. и др. ЖЭТФ, 1987, 93, 424.
8. Vogel P. et al. Phys. Rev. C, 1981, 24, 1543.
9. Klapdor H.V., Metzinger J. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 127.
10. Feilitzsch F.V. et al. Phys. Lett., B, 1982, 118, 162.

11. *Schreckenbach K. et al.* Phys. Lett., B, 1985, **160**, 325.
12. *Вьлов Ц. и др.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, **48**, 1809.
13. *Гапонов Ю.В.* УФН, 1970, **102**, 211.
14. *Jodidio A.E. et al.* Phys. Rev. D., 1986, **34**, 1967.
15. *Stoker D.P. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 1887.
16. *Herczeg P.* Phys. Rev. D, 1986, **34**, 3449.
17. *Wichers V.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1821.

Поступила в редакцию
31 августа 1987 г.
