

К ВОПРОСУ О $(V + A)$ -ТОКАХ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ.

Э.М.Липманов, Н.В.Михеев

Модель слабых взаимодействий элементарных частиц с одним лептонным зарядом и нарушенной $(V \pm A)$ -симметрией (с доминированием $(V - A)$), предложенная одним из авторов [1,2], позволяет получить большое число следствий, которые могут быть использованы для экспериментальных поисков $(V + A)$ -токов и установления верхнего предела примеси $(V + A)$ -связи в ток-токовом лагранжиане слабых взаимодействий. В [2] дан метод построения эффективных лагранжианов различных слабых процессов с участием лептонов при наличии $(V + A)$ -связи

и рассмотрены некоторые эффекты в известных слабых процессах: μ^- , $\pi^- \rightarrow \beta$ -распадах и опытах с нейтрино высоких энергий. В настоящей заметке обсуждается эффект $(V + A)$ -токов в точной форме спектра и угловых корреляциях μ -распадных электронов во всей области изменения импульсов от $p = 0$ до $p = p_{\max}$. Актуальность обсуждения этого эффекта, в котором имеет место интерференция $(V - A)$ и $(V + A)$ -связей, повышается в связи с предпринимаемыми в последнее время точными экспериментальными измерениями μ -распадного спектра электронов в направлении убывающих энергий [3].

Используя выражение для μ -распадного лагранжиана из [2],

$$L_\mu = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \mu) (\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e) - \sqrt{2} g_1 (\bar{\nu}_\mu (1 - \gamma_5) \mu (1 + \gamma_5) \nu_e), \quad (1)$$

с помощью стандартной техники проекционных операторов [4], находим для дифференциальной вероятности распада поляризованного покоящегося мюона на электрон с энергией $\epsilon = E/E_{\max}$ и импульсом $X = p/p_{\max}$

$$\frac{4\pi}{d\Omega} \frac{dw}{d\epsilon} = \frac{m_\mu^5 G^2}{192\pi^3} \times \epsilon \{ D_0 + D_1 (\vec{\sigma}_\mu \cdot \mathbf{n}) + D_2 (\vec{\sigma}_e \cdot \mathbf{n}) + \\ + D_3 (\vec{\sigma}_\mu \cdot \mathbf{n}) (\vec{\sigma}_e \cdot \mathbf{n}) + D_4 [(\vec{\sigma}_\mu \cdot \vec{\sigma}_e) - (\vec{\sigma}_\mu \cdot \mathbf{n})(\vec{\sigma}_e \cdot \mathbf{n})] \}, \quad (2)$$

где спектр электронов $D_0(\epsilon)$ и другие энергетические распределения $D_i(\epsilon)$ имеют следующий вид:

$$D_0(\epsilon) = 3 - 2\epsilon + 12\lambda\eta \frac{1 - \epsilon}{\epsilon}, \quad (3)$$

$$D_1(\epsilon) = (1 - 2\eta^2)(1 - 2\epsilon)x/\epsilon, \quad (4)$$

$$D_2(\epsilon) = -(1 - 2\eta^2)(3 - 2\epsilon)x/\epsilon, \quad (5)$$

$$D_3(\epsilon) = -(1 - 2\epsilon + 4\lambda\eta) \frac{1 - \epsilon}{\epsilon}, \quad (6)$$

$$D_4(\epsilon) = -2(\eta + \lambda \frac{1 - \epsilon}{\epsilon}), \quad (7)$$

$$\eta = \frac{g g_1}{G^2}, \quad \lambda = m_e/m_\mu, \quad G = (g^2 + g_1^2)^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь $\vec{\sigma}_e$ и $\vec{\sigma}_\mu$ суть единичные векторы поляризаций электрона и мюона в их системах покоя, а \mathbf{n} есть единичный вектор в направлении им-

пульса электрона*. В (3) параметр Мишеля $\rho = 3/4$, а η является вторым параметром Мишеля [6] для формы спектра при малых энергиях. В случае чистой $(V - A)$ -связи $\eta = 0$. Появление первой степени $\eta \neq 0$ в формулах (3), (6) и (7) является здесь эффектом интерференции $(V - A)$ -и $(V + A)$ -связей. Поскольку один и тот же параметр η появился и в спектре электронов $D_0(\epsilon)$ и в энергетической зависимости угловых распределений $D_1(\epsilon)$, то его можно определить экспериментально как при точном измерении спектра, так и при точном измерении асимметрии, продольной или поперечной поляризации электронов. Формулы (2) – (7) описывают спектр и энергетические распределения для угловых корреляций электронов в μ -распаде во всем интервале возможных импульсов $0 < x < 1$ с точностью до членов, пропорциональных m_e/m_μ включительно, но без учета радиационных поправок. При сравнении этих формул с экспериментом следует учесть результаты расчетов радиационных поправок [7], как это сделано, например, в [3]. Поправки к окончательным выражениям от членов $\sim \lambda^2$ незначительны, меньше 1%, во всей области спектра $0 < x < 1$. Формулы (2) – (7) приведены для распада μ^- -мезона. В случае μ^+ -распада следует изменить знаки асимметрии и продольной поляризации. Истинной константой Ферми, которая определяется из экспериментальной величины времени жизни мюона, является здесь $G = (\gamma^2 + \eta_1^2)^{1/2} = 1,01 \pm 0,01 (10^{-5} / M_p^2)$. Результаты точных измерений асимметрии позитронов от μ^+ -распада [8] позволяют установить верхний предел $|\eta| < 0,1$.

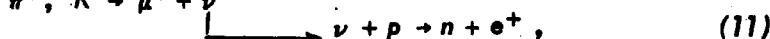
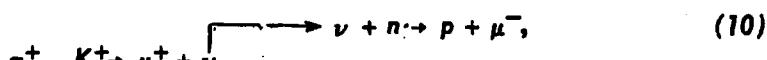
Существенным является следующее замечание. Если первичным является в действительности полуслабое взаимодействие с промежуточными W -бозонами, то

$$\gamma/\sqrt{2} = 4\pi g^2/M_1^2, \quad \gamma_1/\sqrt{2} = 4\pi g^2/M_2^2, \quad \eta < 0. \quad (9)$$

Следовательно, экспериментальное определение знака параметра η могло бы иметь важное значение – положительный знак исключает гипотезу W -бозонов в рамках модели [2].

Важно отметить, что экспериментальное обнаружение $\eta \neq 0$ само по себе еще не означало бы, что существуют $(V + A)$ -токи – как видно из (1) оно могло бы также быть следствием наличия скалярных токов (но не тензорных). Однако, как показывает подробный анализ, если бы помимо $\eta \neq 0$ в μ -распаде, была бы еще обнаружена реакция $\nu_\mu + p \rightarrow n + e^+$ в опытах с нейтрино высоких энергий, то этого было бы уже достаточно (в рамках предположений работы [2]) для однозначного вывода о существовании $(V + A)$ -токов и $(V + A)(V + A)$ -связи в слабых взаимодействиях элементарных частиц.

Отношение сечений реакций (11) и (10),



однозначно связано с параметром формы спектра η согласно

$$\sigma(\nu + p \rightarrow n + e^+) / \sigma(\nu + n \rightarrow p + \mu^-) = 2\eta^2. \quad (12)$$

Аналогичное соотношение имеет место для реакций с нейтрино от распада π^- и K^- -мезонов. Существование корреляций (12) является интереснейшим следствием модели [2], которое может стимулировать экспериментальные исследования.

Легко убедиться, что ввиду имеющего место в $(V + A)$ -токах явления "перескока нейтрино" [2] ($\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_\mu, \nu_\mu \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$), перечень слабых процессов с участием лептонов, в которых может иметь место интерференция $(V - A)$ - и $(V + A)$ -связей, в первом порядке по G^2 , исчерпывается эффектами, которые описываются μ -распадным лагранжианом (1). Однако обсуждение малых интерференционных поправок к сечениям реакций $\nu + e \rightarrow \mu + \nu, \nu + Z \rightarrow Z + \mu + e + \nu$ и др. является преждевременным.

Волгоградский
педагогический институт

Поступило в редакцию
15 декабря 1967 г.

Литература

- [1] Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 37, 1054, 1959.
- [2] Э.М.Липманов. ЯФ, 6, 541, 1967.
- [3] В.А.Sherwood. Phys. Rev., 156, 1475, 1967.
- [4] Л.Б.Окуны. Слабое взаимодействие элементарных частиц, ФМ, 1963.
- [5] В.М.Шехтер. ЖЭТФ, 35, 458, 1958.
- [6] L.Michel. Proc. Phys. Soc. (London), A63, 514, 1950.
- [7] T.Kinoshita, A.Sirlin. Phys. Rev., 113, 1652, 1959; S.Berman. Phys. Rev., 112, 267, 1958.
- [8] В.В.Ахматов, И.И.Гуревич, Ю.П.Добрецов, Л.А.Макарьина, А.П.Мишакова, Б.А.Никольский, Б.В.Соколов, Л.В.Суркова, В.Д.Шестаков. ЯФ, 6, 316, 1967.

* Формулы (2) – (7) можно также вывести из имеющихся в литературе общих выражений μ -распадного спектра при условии двухкомпонентности нейтрино, например, из статьи Шехтера [5].