

И. ОТС

## О ЛЕПТОННОМ РАСПАДЕ ОРИЕНТИРОВАННОГО ЛЕПТОНА СО СПИНОМ $3/2$

I. OTS. ORIENTEERITUD  $3/2$ -SPINNIGA LEPTONI LEPTONLAGUNEMISEST

I. OTS. ON THE LEPTONIC DECAY OF ORIENTED LEPTON WITH SPIN  $3/2$

(Представлена Х. Кересом)

В последние годы открыт целый ряд новых частиц. С созданием встречных пучков все более высоких энергий возникают хорошие предпосылки для дальнейшего их обнаружения. В связи с этим приобретает особую актуальность теоретический анализ процессов, связанных с образованием и распадом новых частиц. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными позволит определить квантовые числа новых частиц и лучше понять их природу.

В данной работе вычисляется распределение вторичных лептонов (мю-мезонов, электронов) при распаде ориентированного лептона (антилептона) со спином  $3/2$ :

$$\begin{aligned} L^- &\rightarrow l^- + \tilde{\nu}_l + \nu_L, \\ L^+ &\rightarrow l^+ + \nu_l + \tilde{\nu}_L. \end{aligned} \quad (1)$$

Предполагается, что соответствующее начальному лептону нейтрино обладает спином  $1/2$  и имеет место прямое четырехфермионное взаимодействие, причем в ток-токовой схеме лагранжиана конечный лептон и его нейтрино объединены в  $V-A$ -ток. При этом лагранжиан взаимодействия записывается в общем виде как

$$\mathcal{L} = G/\sqrt{2} [\bar{l}\gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_l] [\bar{\nu}_L (1 - a\gamma_5) L^-_\mu] + \text{с.с.}, \quad (2)$$

где выписанная часть описывает распад  $L^-$ -лептона, а ее эрмитово сопряженная — распад  $L^+$ -лептона. Параметр  $a$  определяет возможное отклонение от двухкомпонентности  $L$ -нейтрино или, в случае  $a = \pm 1$ , их разные спиральности.

Вычисление спектра конечных лептонов на основе лагранжиана (2) производится стандартными методами. Поэтому мы опускаем подробные выкладки. Отметим лишь, что в выражении квадрата матричного элемента произведение волновой функции распадающегося лептона на ее сопряженную заменено матрицей плотности для спина  $3/2$ . Рассматривая распад лептона в системе его покоя и привлекая для описания частиц со спином  $3/2$  формализм Рариты—Швингера, используем и соответствующую матрицу плотности из [1], но с несколько иной нор-



мировой тензоров ориентации. Последние связаны с приведенными в [1] ( $t_i^{(r)}$  и др.) следующим образом:

$$\begin{aligned} t_i &= (2\sqrt{5}/3) t_i^{(r)}, \\ t_{ij} &= (4\sqrt{6}/3) t_{ij}^{(r)}, \\ t_{ijk} &= (8\sqrt{2}/3) t_{ijk}^{(r)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Считая оба нейтрино безмассовыми и пренебрегая также массой  $l$ -лептона, получаем следующее энергетическое и угловое распределение конечных лептонов:

$$\begin{aligned} dW &= G^2 M_L^2 / 24 (2\pi)^4 \int d\Omega \int_0^{1/2} [F_0(x, a) \pm F_1(x, a) t_i n^i + \\ &+ F_2(x, a) t_{ij} n^i n^j \pm F_3(x, a) t_{ijk} n^i n^j n^k] dx, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $x = E/M_L$  ( $E$  — энергия конечного лептона,  $M_L$  — масса распадающегося лептона), а через  $n^i$  обозначены компоненты единичного вектора в направлении импульса конечного лептона.

Инвариантные относительно поворотов пространства функции  $F_i(x, a)$ , где  $a$  параметр, фигурирующий в лагранжиане (2), имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} F_0(x, a) &= x^2/3 [(1+a^2)(9-16x+4x^2)+2a(8x-3)], \\ F_1(x, a) &= x^2 [(1+a^2)(3-4x)-2a(1-4x+4x^2/5)], \\ F_2(x, a) &= x^3 [(1+a^2)(1-x)+2a], \\ F_3(x, a) &= 3ax^4. \end{aligned} \quad (5)$$

Знаки плюс и минус, стоящие перед несохраняющими четность членами, означают соответствующие распределения от  $L^-$ - и  $L^+$ -распадов.

Зависимость инвариантных функций  $F_i$  от  $x$  в случае двухкомпонентных нейтрино ( $a = \pm 1$ ) дана на рисунке. Там же для сравнения показаны кривые

$$f_0(x) \sim x^2(3-4x)$$

и

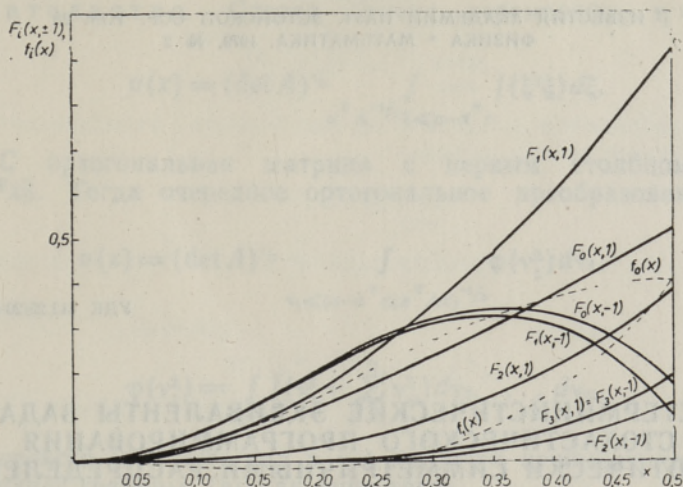
$$f_1(x) \sim x^2(4x-1),$$

которые изображают инвариантные функции, отвечающие распаду поляризованного лептона со спином  $1/2$  в обычной  $V-A$ -теории, причем использована нормировка

$$\int_0^{1/2} f_0(x) dx = \int_0^{1/2} F_0(x, \pm 1) dx.$$

Из рисунка видно, что в области малых энергий в спектре конечных лептонов заметную роль по сравнению с изотропным членом ( $F_0(x, \pm 1)$ ) играет только член, описывающий вклад векторной поляризации распадающейся частицы ( $F_1(x, \pm 1)$ ). В области более высоких энергий значение высших тензоров ориентации заметно возрастает. Кривые  $f_0(x)$  и  $f_1(x)$  явно отличаются от кривых  $F_0(x, \pm 1)$  и  $F_1(x, \pm 1)$ .

В заключение отметим, что если нас интересует вероятность распада ориентированного лептона со спином  $3/2$  в определенное состоя-



ние спина  $l$ -лептона, то в выражении (4) подынтегральную часть следует умножить на фактор

$$(1 \pm \vec{\xi} \vec{n}) / 2,$$

где  $\vec{\xi}$  — единичный вектор в направлении спина  $l$ -лептона в системе его покоя, а  $\vec{n}$  — единичный вектор в направлении импульса  $l$ -лептона. Знак минус относится к распаду  $L^-$ -лептона, знак плюс — к распаду  $L^+$ -лептона.

Автор выражает благодарность М. Қыйву и Я. Лыхмусу за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gabos, Z., Stud. Univ. Babeş-Bolyai, Ser. Phys., 1, 29—39 (1972).

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
1/XII 1978