

УДК 539.12

И. ОТС, Р. СААР

## О ЛЕПТОННОМ РАСПАДЕ ТЯЖЕЛОГО ЛЕПТОНА В СЛУЧАЕ БЕЗМАССОВОГО НЕЙТРИНО СО СПИНОМ 3/2

(Представил Х. Керес)

### Общие положения

Рассмотрим лептонный распад тяжелого лептона

$$L^- \rightarrow \nu_L + l^- + \tilde{\nu}_l, \quad (1)$$

в котором соответствующее тяжелому лептону  $L$  безмассовое нейтрино  $\nu_L$  имеет спин  $3/2$ , а все остальные участвующие в реакции частицы являются обычными частицами со спином  $1/2$ . При описании частицы со спином  $3/2$  можно пользоваться вектор-спинором Рариты-Швингера  $\Psi_\alpha$  или тензорным формализмом, т. н. формализмом спин-ротатора  $\Psi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \Psi_\beta - \partial_\beta \Psi_\alpha$ . В случае спин-ротаторного нейтрино данный распад рассмотрен в [1], здесь проанализируем вектор-спинорный случай. Находим угловое и энергетическое распределение конечных  $l$ -лептонов от распада поляризованных тяжелых  $L$ -лептонов в системе покоя последних. При этом антинейтрино  $\nu_l$  считаем также безмассовой частицей, а массой конечного  $l$ -лептона пренебрегаем. В работе используем обозначения и представления Бьеркена—Дрелла [2].

### Вид взаимодействия

Рассмотрим реакцию (1) в приближении контактного четырехфермионного взаимодействия. Как известно, такое приближение работает хорошо в случае, когда масса существующего в этой теории промежуточного бозона намного больше массы начального тяжелого лептона. Считаем, что в ток-токовой схеме взаимодействия обычный лептонный ток (ток  $l$ -частицы) имеет  $V \pm A$ -форму. Тогда ток, содержащий частицу со спином  $3/2$ , может быть дан только в виде

$$\bar{\Psi}_L (1 - a\gamma_5) \Psi_\alpha, \quad (2)$$

и матричный элемент реакции (1) выражается как

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u}_\alpha(q) (1 + a\gamma_5) u_L(p) \bar{u}_l(k) \gamma^\alpha (1 - b\gamma_5) u_\nu(\omega), \quad (3)$$

где через  $\bar{u}_\alpha$  обозначен сопряженный вектор-спинор, описывающий  $L$ -нейтрино, а волновые функции остальных частиц отмечены соответствующими индексами. Параметры  $a$  и  $b$  определяют спиральность безмассовых частиц, участвующих во взаимодействии. Если  $a = b = 1$ , то

все безмассовые частицы левовинтовые, а античастицы правовинтовые. При других значениях  $a$  или  $b$  в реакции принимают участие частицы, имеющие аномальные спиральности.

### О виде проекционного оператора безмассовой частицы со спином 3/2

Дифференциальная вероятность распада (1), выраженная через амплитуду  $M$ , имеет вид [3]

$$dW = \frac{|M|^2 d\vec{k} d\vec{q} d\vec{\omega} \delta^4(m_L - q - \omega - k)}{16 (2\pi)^5 m_L}, \quad (4)$$

где через  $m_L$  обозначена масса  $L$ -лептона, а через  $\vec{k}$ ,  $\vec{q}$  и  $\vec{\omega}$  — импульсы конечных  $L$ -лептонов, нейтрино  $\nu_L$  и антинейтрино  $\bar{\nu}_l$  соответственно.

Если нас не интересуют спиновые состояния конечных частиц, то в выражение для  $|M|^2$  входят суммированные по спиновым состояниям проекционные операторы этих частиц. Проекционный оператор безмассовой частицы со спином 3/2 дается обычно формулой [4]

$$\begin{aligned} P_{ij} &= \hat{q} \left( \delta^{il} - \frac{q^i q^l}{|\vec{q}|^2} \right) \left( \delta^{lm} + \frac{1}{2} \gamma^l \gamma^m \right) \left( \delta^{mj} - \frac{q^m q^j}{|\vec{q}|^2} \right) = \\ &= \hat{q} \left[ \delta^{ij} - \frac{1}{2} \frac{q^i q^j}{|\vec{q}|^2} + \frac{1}{2} \gamma^i \gamma^j + \frac{1}{2} \frac{\tilde{q} (q^i \gamma^j - q^j \gamma^i)}{|\vec{q}|^2} \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\hat{q} = q_\alpha \gamma^\alpha$  и  $\tilde{q} = q_l \gamma^l$ ,  $\alpha = 0, 1, 2, 3$ ;  $l = 1, 2, 3$ .

На массовой поверхности  $|\vec{q}| = q_0$  и формула (5) может быть приведена к виду

$$P_{ij} = \hat{q} \left[ \delta^{ij} + \frac{1}{2} \gamma^i \gamma^j - \frac{1}{2} \frac{q^i q^j}{q_0^2} - \frac{1}{2} \frac{\gamma_0 (q^i \gamma^j - q^j \gamma^i)}{q_0} \right]. \quad (6)$$

Но используя алгебру  $\gamma$ -матриц Дирака, можно показать, что этот проекционный оператор эквивалентен оператору

$$P_{ij} = \frac{1}{2} \hat{q} \left( \delta^{ij} - \frac{q^i q^j}{q_0^2} + \frac{i \epsilon^{0ijl} q_l \gamma_5}{q_0} \right). \quad (7)$$

Проекционный оператор (7) для безмассовых частиц со спином 3/2 был найден уже в конце семидесятых годов М. Кыйвом и Р. Сааром, но до сих пор нигде не опубликован. Такой вид более удобен для практических вычислений, чем виды (5) и (6). Дело в том, что в таком представлении проекционный оператор содержит наименьшее число  $\gamma$ -матриц, а это облегчает вычисление следов в выражении квадрата матричного элемента.

### Распределение конечных $l$ -лептонов

Из самых общих соображений распределение конечных  $l$ -лептонов может быть дано в виде

$$\frac{dW}{d\Omega dx} = A [F_0(x; a, b) + \vec{k}_1 \eta F_1(x; a, b)], \quad (8)$$

где  $A$  некоторая постоянная, а через  $F_0(x; a, b)$  и  $F_1(x; a, b)$  обозначены инвариантные по отношению к трехмерным вращениям функции распределения. Последние зависят от энергетического безразмерного переменного  $x = k_0/m_L$  и от параметров  $a$  и  $b$ , определяющих спиральность частиц, участвующих в реакции. Через  $\vec{k}_1$  обозначен единичный вектор в направлении вылета  $l$ -лептона, а через  $\vec{\eta}$  — вектор поляризации начального тяжелого лептона в системе его покоя.

Явные выражения постоянной  $A$  и функций распределения получаются после вычисления квадрата матричного элемента (3) и интегрирования дифференциальной вероятности распада  $L$ -лептона (4) по импульсам обоих нейтрино.

Вычисления дают:

$$A = G^2 m_L^5 / 64 \pi^4, \quad (9)$$

$$F_0(x; a, b) = (1+a^2)(1+b^2)x^2 \left[ -\frac{1}{2x} + \frac{7}{4} - \frac{4x}{3} - \left( \frac{1}{2x} - 1 \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \ln(1-2x) \right] + 4abx^2 \left( -\frac{1}{4} + \frac{2x}{3} \right), \quad (10)$$

$$F_1(x; a, b) = 2b(1+a^2)x^2 \left[ -\frac{1}{2x^2} + \frac{3}{2x} - \frac{7}{12} - \frac{2x}{3} - \frac{1}{x} \left( \frac{1}{2x} - 1 \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \ln(1-2x) \right] + 2a(1+b^2)x^2 \left[ -\frac{3}{2x^2} + \frac{6}{x} - \frac{79}{12} + \frac{4x}{3} + \right. \\ \left. + 3 \left( 1 - \frac{1}{x} \right) \left( \frac{1}{2x} - 1 \right)^2 \ln(1-2x) \right]. \quad (11)$$

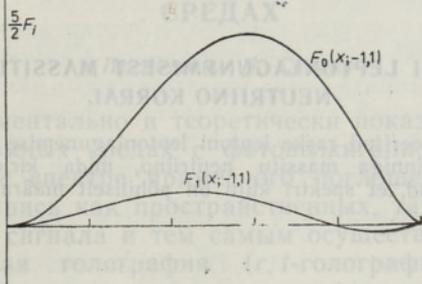
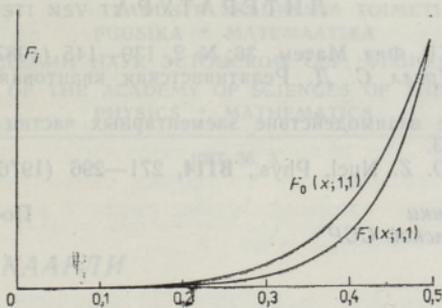
Из выражений (10) и (11) видно, что

$$F_0(x; a, b) = F_0(x; -a, -b),$$

$$F_1(x; a, b) = -F_1(x; -a, -b). \quad (12)$$

Инвариантные функции для разных значений  $a$  и  $b$  изображены на рисунке.

Конечно, вся информация о распаде (1) с участием нейтрино со спином  $3/2$  содержится в формулах (8)–(11), но некоторые особенности этой реакции можно вывести и без знания этих формул. Рассмотрим области малых и больших энергий конечных  $l$ -лептонов. При очень малых энергиях  $l$ -лептонов ( $x \approx 0$ ) нейтрино и антинейтрино вылетают в противоположные стороны. Если у всех конечных частиц спиральности нормальные ( $a=1, b=1$ ) или аномальные ( $a=-1, b=-1$ ), то закон сохранения спина запрещает распад в этом случае. Действительно, в вышеприведенной конфигурации общая проекция спинов нейтрино и антинейтрино на направление их вылета равна 2, и удовлетворить закону сохранения проекции спинов никак нельзя. Это означает, что распад тяжелого лептона на малоэнергетические  $l$ -лептоны при приведенных спиральностях подавлен. Это видно и по рисунку. Такого эффекта не наблюдается в реакции (1) с обычными частицами со спином  $1/2$  ( $\mu$ -распад,  $\tau$ -распад). В случае  $a=-1, b=1$  ( $a=1, b=-1$ ) такой подавленности в начале спектра тоже не существует.  $L$ -лептон может распадаться, если  $L$ -нейтрино вылетает в направлении (против направления) вектора поляризации начального лептона.



Инвариантные функции распределения конечных  $l$ -лептонов по энергиям для разных спиральностей конечных безмассовых частиц.

Вблизи максимальной допущенной энергии  $l$ -лептонов ( $x=1/2$ ) нейтрино и антинейтрино вылетают в одну сторону, а  $l$ -лептон — в противоположную. Анализ спиновых состояний этой конфигурации показывает, что в случаях  $a=\mp 1$ ,  $b=\pm 1$  распад запрещен и тем самым в области больших энергий  $l$ -лептонов процесс (1) подавлен (см. рисунок).

В случае  $a=1$ ,  $b=1$  ( $a=-1$ ,  $b=-1$ ) распад на  $l$ -лептоны с максимальной энергией ( $x=1/2$ ) разрешен, если  $l$ -лептоны вылетают в направлении (против направления) вектора поляризации начальных лептонов.

В реакции (1) с обычными частицами со спином  $1/2$  конечные лептоны в этих случаях направлены по отношению к вектору поляризации начальных частиц как раз наоборот.

Итак, в реакции (1) с участием нейтрино со спином  $3/2$  в случае нормальных спиральностей всех участвующих в реакции частиц высокоэнергетические  $l$ -лептоны вылетают преимущественно в направлении вектора поляризации начальных лептонов, в то время как в обычных лептонных распадах ( $\mu$ - и  $\tau$ -распад) конечные лептоны вылетают преимущественно против этого направления.

Наконец заметим, что спектры конечных лептонов реакции (1) в случаях вектор-спинорных и спин-ротаторных нейтрино очень похожие. Это естественно, так как во многом ход спектров определен спиральностями участвующих в реакции частиц.

Авторы благодарны М. Кыйву за обсуждение и ценные замечания.

1. Отс И. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **36**, № 2, 139—145 (1987).
2. Бьеркен Дж. Д., Дрелл С. Д. Релятивистская квантовая теория. М., «Наука», 1978.
3. Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., Гос. изд-во физ.-матем. лит., 1963.
4. Das, A., Freedman, D. Z. Nucl. Phys., **B114**, 271—296 (1976).

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
16/XII 1986

I. OTS, R. SAAR

### RASKE LEPTONI LEPTONLAGUNEMISEST MASSITU 3/2-SPINNIGA NEUTRIINO KORRAL

On arvatud polariseeritud raske leptoni leptonlagunemise spekter, kui üks kolmest lõpposakesest on 3/2-spinniga massitu neutriino, mida kirjeldab Rarita-Schwingeri vektorspiinor, ja näidatud, et spektri kuju on põhiliselt määratud lõpposakeste spiraalsusega.

I. OTS, R. SAAR

### ON LEPTONIC DECAY OF A HEAVY LEPTON WITH MASSLESS SPIN 3/2 NEUTRINO

The energy-angular distributions of the final leptons of the decay of a polarized heavy lepton into a light lepton, its massless antineutrino and a spin 3/2 massless neutrino are investigated in the case of various helicity assignments of final particles. The mass of the final light lepton is neglected and the Rarita-Schwinger formalism for the descripton of spin 3/2 particles is used. A new useful representation of massless spin 3/2 particle projection operator is given. It is shown that the forms of energy-angular spectra are mostly determined by the helicities of final particles and do not depend essentially on the variants of describing spin 3/2 zero mass particles.