

УДК 539.123

М. Я. Сафин

РАСПАД МЮОНА И СПИРАЛЬНЫЕ
СВОЙСТВА НЕЙТРИНО

Исследуется распад покоящегося поляризованного мюона с учетом возможного образования при распаде наряду с обычным левополяризованным нейтрино (правополяризованным антинейтрино) также и правополяризованного нейтрино (левополяризованного антинейтрино) в случаях взаимодействия заряженных и нейтральных лептонных токов.

Распад мюонов является пока одним из наиболее изученных экспериментально чисто лептонных слабых процессов. Однако, несмотря на значительное количество проведенных экспериментов [1] по измерению параметров этого распада, достигнутая точность их определения составляет в лучшем случае несколько процентов. В результате до сих пор существует заметная неопределенность в теоретической интерпретации экспериментальных данных. В частности, предпочтение, отдаваемое обычно феноменологической ($V-A$)-теории слабых заряженных токов (СЗТ) с двухкомпонентным нейтрино ($\nu_l = \nu_{lL}$, $\bar{\nu}_l = \bar{\nu}_{lR}$, $l = e, \mu$) при описании этих реакций [2], основано скорее на простоте и определенной изящности, чем на хорошем согласии с экспериментом. Заметим, к примеру, что результаты, даваемые теорией четырехкомпонентного нейтрино (ТЧН) в рамках схемы Конопинского — Махмуда в ($V+A$)-варианте связи токов [3], эквивалентны результатам ($V-A$)-теории двухкомпонентного нейтрино (ТДН).

Как известно, спиральность электронного нейтрино $\nu_e = \nu_{eL}$ была определена в классическом эксперименте Гольдхабера и др. [4] по изучению β -распада поляризованных ядер. Экспериментальное измерение степени продольной поляризации мюонов в реакциях $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ и $K \rightarrow \mu \nu_\mu$ также привело к тому [5], что $\nu_\mu = \nu_{\mu L}$ с точностью порядка 10%. При μ -распаде из формы спектра распадных электронов можно сделать вывод, что два нейтрино не являются тождественными, иначе вместо максимума спектр электронов обращался бы в нуль при энергии электронов $E = E_{\max}$. Кроме того, кинематически в конечной точке спектра наиболее вероятно образование двух нейтрино с противоположными спиральностями. Ясно, что распад, например, μ -мезона будет удовлетворять этим требованиям, если считать, что появляющиеся при этом нейтрино и антинейтрино совпадают с $\nu_{\mu L}$ и $\bar{\nu}_{eR}$:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_{eR} + \nu_{\mu L}. \quad (A)$$

Экспериментально доказанное различие в свойствах электронного (ν_{eL} , $\bar{\nu}_{eR}$) и мюонного ($\nu_{\mu L}$, $\bar{\nu}_{\mu R}$) нейтрино обычно связывают с сохранением двух независимых лептонных чисел L_e и L_μ . При этом [3, 6] лептонные числа сохраняются аддитивно или мультипликативно.

Нетрудно видеть, что реакция (А) разрешена обоими законами сохранения, тогда как реакция

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_{eL} + \bar{\nu}_{\mu R} \quad (Б)$$

разрешена мультипликативным, но запрещена аддитивным законом сохранения. Возможность проверки мультипликативной схемы с помощью реакций обратных (Б) обсуждалась, например, в [7]. Существующие экспериментальные данные не исключают также возможность распада с нарушением обоих законов сохранения

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e(\nu_\mu) + \bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu),$$

или возможность появления при распаде совсем новых нейтрино [8].

Известные формулы для вероятности распада мюонов, включающие феноменологические (S, T, P, V, A)-варианты взаимодействия (см., например, [2]), не позволяют исследовать каналы распада с образованием нейтрино и антинейтрино различных спиральностей, так как получены формальным суммированием по их спиновым состояниям. Подобное исследование, а также изучение возможной роли нейтральных токов в μ -распаде представляет определенный интерес. Это вызвано, в частности, экспериментальным открытием нейтральных токов [9], возродившим в свою очередь интерес к проблеме спиральных свойств нейтрино [10].

Мы будем считать, что электронное и мюонное нейтрино являются четырехкомпонентными и рассмотрим простейшую структуру лептонных токов:

$$j_\alpha^{(1)} = \bar{e} \gamma_\alpha \nu_e + \bar{\mu} \gamma_\alpha \nu_\mu, \quad (1)$$

$$j_\alpha^{(2)} = \bar{e} \gamma_\alpha \nu_\mu + \bar{\mu} \gamma_\alpha \nu_e, \quad (2)$$

$$j_\alpha^{(3)} = \bar{e} \gamma_\alpha (g_V + g_A \gamma^5) \mu + \bar{\nu}_e \gamma_\alpha \nu_\mu, \quad (3)$$

т. е. наряду с заряженными токами (1), сохраняющими лептонные числа, рассмотрим также заряженные (2) и нейтральные (3) токи, изменяющие лептонные числа.

Феноменологический учет взаимодействия слабых нейтральных токов (СНТ) вида (3) наряду с обычными СЗТ был впервые проведен в распаде мюона для двухкомпонентного нейтрино в [11], где получены выражения для соответствующих вероятностей распада и проведена оценка констант связи СНТ.

Взаимодействие токов (1)–(3) запишем в виде

$$H^{(k)} = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\alpha^{(k)\alpha} j_\alpha^{(k)+} \quad k = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Заметим, что гамильтониан $H^{(2)}$ мог бы отвечать за $\nu_\mu e$ -рассеяние за счет взаимодействия СЗТ с изменением лептонных чисел (несколько зафиксированных событий, интерпретируемых как упругое $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяние [9], могут быть обусловлены также взаимодействием СНТ вида $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu) (ee)$).

В первом порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия G амплитуда распада определяется матричным элементом:

$$M^{(k)} = \langle \nu, \bar{\nu}, e | H^{(k)} | \mu \rangle. \quad (5)$$

Состояние четырехкомпонентного нейтрино ν_l ($l = e, \mu$) представим в виде

$$|\nu_l\rangle = \cos \varphi_l |\nu_L\rangle + \sin \varphi_l |\nu_R\rangle, \quad (6)$$

где $\cos^2 \varphi_l$ и $\sin^2 \varphi_l$ дают соответственно вероятности нахождения нейтрино ν_l в состояниях с левовинтовой и правовинтовой спиральностью.

Положив в (6) $\varphi_e = \varphi_\mu = 0$, мы придем к обычной ТДН, причем амплитуды $M^{(1)}$ и $M^{(3)}$ перейдут в матричные элементы гальмитонианов $(V-A)$ -взаимодействия соответственно СЗТ и СНТ, одинаковым образом описывающие μ -распад по каналу (А), а $(V-A)$ -амплитудой $M^{(2)}$ будет определяться распад мюона по каналу (Б).

Дифференциальный спектр неполяризованных распадных электронов обычно записывается в виде

$$dW = \frac{G^2 \mu^5}{4 (4\pi)^4} d\Omega x^2 dx \left(1 - \frac{x_m^2}{x^2}\right)^{1/2} \times \\ \times \left[M(x, \rho, \eta) - \frac{1}{3} \xi B(x, \delta) \cos \Theta \right], \quad (7)$$

где изотропная $M(x, \rho, \eta)$ и неизотропная $B(x, \delta)$ части спектра без учета радиационных поправок даются выражениями

$$M(x, \rho, \eta) = 1 - x + \frac{2}{9} \rho (4x - 3) + 2\eta \frac{x_m}{x} (1 - x), \quad (8)$$

$$B(x, \delta) = 1 - x + \frac{2}{3} \delta (4x - 3). \quad (9)$$

Здесь $x = 2E/\mu$, E и μ — полная энергия электрона и масса мюона; $x_m = 2m/\mu$ — минимальное значение x , m — масса электрона; Θ — угол между импульсом электрона и спином распадающегося мюона; параметры ρ , η , ξ и δ являются определенными комбинациями констант связи.

Имеющиеся экспериментальные данные по измерению параметров спектра (7) хорошо согласуются с $(V-A)$ -теорией, которая дает для них следующие значения:

$$\rho = \frac{3}{4}, \quad \eta = 0, \quad \xi = 1, \quad \delta = \frac{3}{4}. \quad (10)$$

Пусть наряду с реакциями (А) и (Б) с образованием левовинтовых нейтрино и правовинтовых антинейтрино возможны также каналы распада с образованием правовинтовых нейтрино и левовинтовых антинейтрино

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_{eL} + \nu_{\mu R}, \quad (A')$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_{eR} + \bar{\nu}_{\mu L}. \quad (B')$$

Тогда для квадратов амплитуд $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ получим из (4) следующие выражения:

$$|M_{\pm}^{(1)}|^2 = 2G^2 A_{\pm} [(k_{\mu} p_e) \mp m(k_{\mu} s_e)] [(k_e p_{\mu}) \mp \mu(k_e s_{\mu})], \quad (11)$$

$$|M_{\pm}^{(2)}|^2 = 2G^2 A_{\pm} [(k_e p_e) \mp m(k_e s_e)] [(k_{\mu} p_{\mu}) \mp \mu(k_{\mu} s_{\mu})], \quad (12)$$

$$A_+ = \cos^2 \varphi_e \cos^2 \varphi_{\mu}, \quad A_- = \sin^2 \varphi_e \sin^2 \varphi_{\mu}.$$

Здесь p_e и s_e (p_μ и s_μ) — 4-импульс и 4-вектор поляризации электрона (мюона); k_e и k_μ — 4-импульсы нейтрино или антинейтрино электронного и мюонного типов; верхний знак относится к реакциям (А) и (Б), нижний знак — к реакциям (А') и (Б').

На основании (11) в случае аддитивного закона сохранения лептонных чисел и взаимодействия СЗТ вида (1) для дифференциальных вероятностей распада покоящегося произвольно поляризованного мюона имеем

$$dW_{\pm}^{(1)} = \frac{G^2 \mu^5}{24 (4\pi)^4} A_{\pm} d\Omega x^2 dx [(3 - 2x) \pm (1 - 2x) \cos \Theta]. \quad (13)$$

В (13) и далее везде используется приближение $x^2 \gg x_m^2$, которое, как правило, выполнено на эксперименте [1].

Нетрудно видеть, что при $\varphi_e = \varphi_\mu = 0$ выражение для вероятности $dW_{+}^{(1)}$ совпадает с (7), в котором все параметры равны своим стандартным значениям (10). Если же наряду с реакцией (А) возможна и реакция (А'), то в суммарной вероятности

$$dW = dW_{+} + dW_{-}, \quad (14)$$

параметр симметрии

$$\xi = \frac{A_{+} - A_{-}}{A_{+} + A_{-}} = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \varphi_e \operatorname{tg}^2 \varphi_\mu}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_e \operatorname{tg}^2 \varphi_\mu}, \quad (15)$$

а все остальные параметры по-прежнему равны стандартным значениям.

Предположив μ -универсальность $\varphi_e = \varphi_\mu = \varphi$, из (15) по имеющимся экспериментальным значениям параметра ξ [1] можно определить φ . Результаты расчетов приведены в табл. 1, из которой видно, что если справедлив аддитивный закон сохранения лептонных чисел и за распад μ -мезона ответственны только заряженные токи (1), то в результате распада возможно образование до 10% правовинтовых мюонных нейтрино и левовинтовых электронных антинейтрино.

Таблица 1

ξ (эксп)	$\operatorname{tg} \varphi$	φ , град	$\sin \varphi$	$\cos \varphi$
$0,94 \pm 0,07$	$0,42 \pm 0,12$	$22,8 \pm 5,8$	0,368	0,922
$0,97 \pm 0,05$	$0,352 \pm 0,146$	$19,4 \pm 7,5$	0,333	0,945
$0,975 \pm 0,01$	$0,335 \pm 0,034$	$18,5 \pm 1,8$	0,318	0,949

В случае взаимодействия заряженных токов и мультипликативного закона сохранения лептонных чисел распад мюона может идти по двум каналам: (А) и (Б). Так как выражения (11) и (12) отличаются лишь перестановкой импульсов $k_e \rightleftharpoons k_\mu$, по которым производится интегрирование, то спектр распадных электронов $dW_{\pm}^{(2)}$ реакций (Б) и (Б') будет также даваться формулой (13).

Вероятность распада μ -мезона по двум независимым каналам (А) и (Б) определяется суммой квадратов соответствующих амплитуд с некоторыми весами:

$$|M_{\pm}|^2 = a^2 |M_{\pm}^{(1)}|^2 + b^2 |M_{\pm}^{(2)}|^2.$$

Отсюда с учетом нормировки $a^2 + b^2 = 1$ получаем, что в рамках мультипликативной схемы измерением параметров дифференциального спектра распадных электронов невозможно разделить каналы распада (А) и (Б), причем в соответствии с табл. 1 в этом случае также допустимо образование до 10% нейтрино и антинейтрино «неправильных» спиральностей.

В случае, когда за распад мюона ответственны нейтральные токи (3) с изменением лептонных чисел (см. также [11]), получим следующее выражение для дифференциальной вероятности распада:

$$dW_{\pm}^{(3)} = \frac{G^2 \mu^5}{12 (4\pi)^4} A_{\pm} (g_V^2 + g_A^2) d\Omega x^2 dx \times \\ \times \left[(3 - 2x) + \eta \frac{12x_m}{x} (1 - x) \pm \xi_1 (1 - 2x) \cos \Theta \right]. \quad (16)$$

Верхний знак относится к реакции (А), нижний знак — к реакции (А'); параметры δ и ρ равны стандартным значениям (10), а

$$\xi_1 = \frac{2\beta}{\beta^2 + 1}, \quad \eta = \frac{1}{4} \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1}, \quad \beta = g_A/g_V. \quad (17)$$

Если в соответствии с обычной ТДН считать, что возможна только реакция (А), то по экспериментальным значениям ξ_1 или η легко определяется отношение констант β . Результаты вычислений приведены в табл. 2. Как видно, они согласуются друг с другом, причем за наилучшее значение мы примем $\beta = g_A/g_V = 0,8$.

Таблица 2

ξ (эксп)	$\beta = g_A/g_V$		η (эксп)	$ \beta $
$0,94 \pm 0,07$	$1,43 \pm 0,33$	$0,703 \pm 0,164$	$0,05 \pm 0,50$	$1,22 \pm 2,55$
$0,97 \pm 0,05$	$1,26 \pm 0,29$	$0,799 \pm 0,188$	$-0,24 \pm 0,36$	$0,143 \pm 2,62$
$0,975 \pm 0,01$	$1,25 \pm 0,06$	$0,802 \pm 0,038$	$-0,13 \pm 0,20$	$0,562 \pm 0,616$

Если допустить, что наряду с каналом распада (А) возможен еще и канал (А'), то вероятность распада будет даваться суммой (14). При этом параметры ρ и δ по-прежнему останутся равными своим стандартным значениям, параметр η будет определяться из (17), а вместо ξ_1 будем иметь

$$\xi = \frac{A_+ - A_-}{A_+ + A_-} \cdot \frac{2\beta}{\beta^2 + 1}. \quad (18)$$

Воспользовавшись определенным ранее по параметру η значением $\beta = 0,56 \pm 0,62$ и полагая, как и прежде, $\Phi_e = \Phi_\mu = \Phi$, по экспериментальным значениям ξ можно найти интервал допустимых значений фазы Φ . Расчет для значений ξ , использованных в таблицах, приводит к близким результатам; в частности, при $\xi = 0,975$ получим, что $\sin \Phi \leq 0,532$. Отсюда видно, что в случае взаимодействия слабых нейтральных токов с изменением лептонных чисел (3) при распаде мюона в принципе допустимо образование до 30% правовинтовых нейтрино и левовинтовых антинейтрино.

Таким образом, проведенные нами расчеты указывают на необходимость повышения точности экспериментальных данных о параметрах спектра (9) для более глубокого изучения структуры лептонных токов, ответственных за распад мюона, а также для выявления природы нейтрино, возникающих в этом процессе.

Автор выражает благодарность проф. Б. К. Керимову за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич И. И., Никольский Б. А. «Успехи физических наук», 1968, 95, 476; Vossler C. «Nuovo Cimento», 1969, 63A, 423.
2. Челлен Г. Физика элементарных частиц. М., 1966; Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. М., 1968.
3. Керимов Б. К., Романов Ю. И. «Изв. вузов. Физика», 1970, № 2, 57.
4. Goldhaber M., Grodzins L., Singar A. «Phys. Rev.», 1958, 109, 1015.
5. Алиханов А. И. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 1918.
6. Feinberg G., Weinberg S. «Phys. Rev.», 1961, 123, 1439.
7. Герштейн С. С., Фоломешкин В. Н. «Lett. Nuovo Cimento», 1972, 5, 366.
8. Rosen S. P. Particles and Fields — 1971, Proc. Rochester Meet. APS/DPF, 1971. N.Y., 1971, p. 226.
9. Hasert F. et al. «Phys. Lett.», 1973, 46B, 138; Benvenuti R. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1974, 32, 800; Barish B. C. et al. «Phys. Rev. Lett.», 1975, 34, 538.
10. Kayser B., Garvey G. T., Fischbach E., Rosen S. P. «Phys. Lett.», 1974, 52B, 385; Керимов Б. К., Бузардан С. X., Сафин М. Я., Юнис А. Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, 41, 212.
11. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Сафин М. Я. В сб.: Анализ современных задач в точных науках, 1973, с. 89.

Поступила в редакцию
25.9 1976 г.
Кафедра
теоретической физики