

11. ГОСТ 687-78. Выключатели переменного тока на напряжение свыше 1000 В. Общие технические условия. – М. : Изд-ву стандартов, 1978. – 30 с.

12. Шлейфман, И. Л. Методические указания по определению расхода коммутационного ресурса выключателей при эксплуатации / И. Л. Шлейфман. – М.: ОРГРЭС, 1992. – 19 с.

АДРОННЫЕ РАСПАДЫ ТЯЖЕЛОГО ЛЕПТОНА

Е. З. Авакян, С. Л. Авакян

Гомельский государственный технический университет

имени П. О. Сухого, Беларусь

E-mail: avakyan@tut.by

С момента открытия в 1975 году τ -лептон представляет собой важнейший инструмент для проверки фундаментальных аспектов электрослабого взаимодействия. В частности, в связи с тем, что масса τ - лептона велика, кинематически допустимыми являются адронные распады, а именно распады в нестранные и странные мезоны. Это позволяет дополнительно изучать как явления, связанные с сильным взаимодействием, так и явления, связанные со слабым взаимодействием. В отличие от хорошо известного процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma$ адроны, который позволяет судить лишь о электромагнитном векторном токе, полулептонные распады τ -лептона дают возможность изучать как векторные, так и аксиальные токи.

В настоящее время экспериментальное изучение распадов тяжелого лептона ведется несколькими группами [1], [2]. Теоретическое изучение взаимодействий τ - лептона проводилось в различных подходах, обзор которых имеется в [3], [4].

Аналитическое выражение для ширины распада τ -лептона в легкие адроны содержит спектральные функции, явный вид которых зависит от выбранной модели «сильных» и «слабых» взаимодействий лептонов и кварков. И это, естественно, открывает большие перспективы исследований за рамками Стандартной Модели, что является, на сегодняшний день, одной из актуальнейших задач физики высоких энергий.

Особый интерес представляет изучение распадов, в конечных состояниях которых присутствуют псевдоскалярные мезоны.

Изучение полуадронных распадов τ -лептона требует привлечения дополнительной модели сильных взаимодействий при низких энергиях, например, различные киральные подходы [5], [6].

В данной работе адрон - кварковые взаимодействия будем описывать в рамках Модели Конфаймированных Кварков (МКК)[7].

Распады $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

Амплитуда данного распада определяется диаграммой, приведенной на рисунке 1.

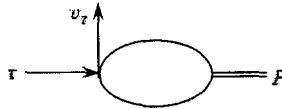


Рисунок 1- диаграмма процесса $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

Аналитически она может быть записана в виде:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_\pi \cos\theta_C p^\mu \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_\tau \quad (1)$$

где

$$f_\pi = \frac{\Lambda\sqrt{3}F_P(\mu_\pi^2)}{\pi\sqrt{2}F_{PP}(\mu_\pi^2)} \quad (2)$$

Функции $F_P(\mu_\pi^2)$ и $F_{PP}(\mu_\pi^2)$ имеют следующий вид:

$$F_P(x) = \int_0^\infty a(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du a\left(-u\frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u} \quad (3)$$

$$F_{PP}(\mu_\pi^2) = \int_0^\infty b(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du b\left(u\frac{x}{4}\right) \frac{1-u/2}{\sqrt{1-u}} \quad (4)$$

Здесь $\mu_\pi^2 = \frac{m_\pi^2}{\Lambda^2}$, а функции $a(u)$ и $b(u)$ определенные в [7]

$$a(u) = 2e^{-u^2-u}, \quad b(u) = 2e^{-u^2+0.1u}.$$

Ширина и брэнчинг распада $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ имеет вид:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau) = \frac{1}{16\pi} G_F^2 \cos^2\theta_C f_\pi^2 m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2, \quad Br(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau) = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow \pi\nu_\tau)}{\Gamma_{tot}}$$

При получении матричного элемента распада $\tau \rightarrow K\nu_\tau$, необходимо различать странные и нестранные кварки. В рамках используемой модели это приводит к модификации структурных интегралов (3), (4).

Ширина распада $\tau \rightarrow K\nu_\tau$ получена в виде:

$$\Gamma(\tau \rightarrow K\nu_\tau) = \frac{1}{16\pi} G_F^2 \sin^2\theta_C f_K^2 m_\tau^3 \left(1 - \frac{m_K^2}{m_\tau^2}\right)^2$$

Распады $\tau \rightarrow V\nu_\tau$, $\tau \rightarrow \rho_1\nu_\tau$

Изучение распада τ -лептона в векторные частицы представляется необходимым в связи с тем, что ρ -мезонный канал является основным каналом распада тяжелого лептона. Кроме того, вычисление ширины распада $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ является дополнительной проверкой выбранной модели сильных взаимодействий, претендующей на адекватное описание импульсной зависимости матричных элементов. Следует подчеркнуть, что вычисление амплитуд данного распада в других подходах, например в киральных [6], связано с использованием константы распада $\rho \rightarrow \gamma$, которая, как известно, в указанных подходах вычисляется при нулевых импульсах.

Амплитуда распада $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ может быть представлена в виде:

$$M^{\mu\nu}(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = [g^{\mu\nu}q^2 - q^\mu q^\nu]F_{\tau \rightarrow \rho\nu_\tau}(q^2) \quad (5)$$

где $F_{\tau \rightarrow \rho\nu_\tau}(q^2)$ имеет вид:

$$F_{\tau \rightarrow \rho\nu_\tau}(q^2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos\theta_C \sqrt{\hbar\rho} \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \Lambda^2 P_V(q^2) \quad (6)$$

Форм фактор $P_V(q^2)$ получен в следующем виде:

$$P_V(q^2) = \frac{1}{3\Lambda^2} \left(\int_0^{\infty} b(u) du + \frac{x}{4} \int_0^1 du b\left(-u\frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u} \right) \quad (7)$$

Амплитуда распада $\tau \rightarrow K^*\nu_\tau$ имеет вид аналогичный (5) – (6), однако, при вычислении форм фактора (6) нами учтено отличие между параметрами странных и нестранных кварков.

Ширины двухчастичных распадов τ -лептона с векторными частицами в конечном состоянии, вычисленные по стандартным формулам с учетом (5) – (7), имеют вид:

$$\Gamma(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^2}{16\pi} \cos^2\theta_C \frac{3\hbar\rho\Lambda^4}{8\pi^2 m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2m_\rho^2}{m_\tau^2}\right)^2 P_V(q^2) \quad (8)$$

Изучение распада τ -лептона в аксиально-векторный мезон представляется крайне интересным как с точки зрения изучения физики самого тяжелого лептона (изучения его распадов в $(2n+1)\pi$ -мезон), так и с точки зрения проверки и развития используемой модели. Используемая модель позволяет вычислить матричный элемент этого распада, не прибегая ни к каким дополнительным предположениям и не вводя феноменологических параметров.

Трехчастичные распады τ -лептона.

Распад $\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ является одним из основных мод распада тяжелого заряженного лептона. В связи с этим вычисление ширины этого распада представляется необходимым при изучении адронных

распадов τ -лептона. Кроме этого изучение указанного распада дает важную информацию о свойствах нестранных векторных мезонов.

Матричный элемент распада $\tau \rightarrow \pi \pi \nu_\tau$ определяется суммой вкладов диаграмм, приведенных на рисунке 2. Нами рассмотрены вклады каждой из диаграмм. Ширина данного распада, полученная с помощью стандартной процедуры суммирования по поляризациям τ -лептона и интегрирования по фазовому объему. При получении численного значения указанной ширины нами использовались следующие значения параметров промежуточного векторного ρ -мезона:

$$m_\rho = 768,5 \pm 0,6 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\rho^{full} = 150,7 \pm 1,2 \text{ MeV}$$

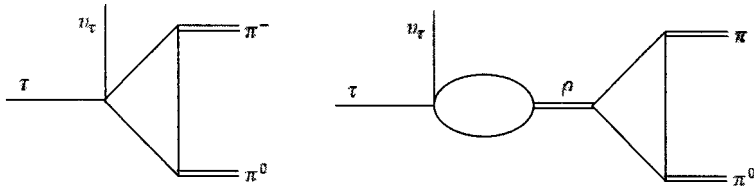


Рисунок 2- диаграммы процесса $\tau \rightarrow \pi \pi \nu_\tau$.

Рассмотрим матричный элемент, определяемый прямой диаграммой. Нами получено следующее аналитическое выражение для амплитуды:

$$M_{dir}^\mu(\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = G_F \cos \theta_C h_\pi (q_1 - q_2)^\mu F_-(s, q_1^2, q_2^2) \quad (9)$$

где q_1, q_2 - 4-импульсы конечных -мезонов, $s = (p_\tau - p_{\nu_\tau})^2$.

Полученное нами аналитическое выражение для форм-фактора $F_-(s, q_1^2, q_2^2)$, имеет вид:

$$F_-(s, q_1^2, q_2^2) = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty b(u) du + \frac{s}{4\Lambda^2} \int_0^1 du b\left(-u \frac{x}{4}\right) \sqrt{1-u} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\Lambda^2} \int_0^1 d^3 \alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^3 \alpha_i\right) (s \alpha_1 \alpha_2 + q_1^2 \alpha_1 (1 + \alpha_3) + q_2^2 \alpha_2 (1 + \alpha_3)) b(-Q) \right\} \quad (10)$$

где

$$Q = \frac{s \alpha_1 \alpha_2 + q_1^2 \alpha_2 \alpha_3 + q_2^2 \alpha_1 \alpha_3}{\Lambda^2}$$

Полученные значения брэнчингов приведены в таблице:

РАСПАД	Полученное значение B_{τ} %	Экспериментальное значение B_{τ}^{exp} % [8]
$\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$	10,77	$10,83 \pm 0,06$
$\tau \rightarrow K \nu_{\tau}$	$7,28 \times 10^{-3}$	$(7,00 \pm 0,10) \times 10^{-3}$
$\tau \rightarrow \rho \nu_{\tau}$	22,5	-
$\tau \rightarrow K^* \nu_{\tau}$	1,31	$1,20 \pm 0,07$
$\tau \rightarrow a_1 \nu_{\tau}$	9,96	-
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_{\tau}$	23,7	$25,52 \pm 0,09$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Search for CP Violation in the Decay $\tau \rightarrow \pi^- K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_{\tau}$ / BaBar Collaboration (J.P. Lees [et al.]) // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D85, № 3. – P. 031102.
2. High-Statistics Study of the $\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_{\tau}$ Decay / Belle Collaboration (M. Fujikawa [et al.]) // Phys.Rev. – 2008. – Vol. D78, № 6. – P. 072006.
3. Theoretical overview on tau physics / A. Pich // Int. J. Mod. Phys. – 2006. – Vol. A21, – P. 5652–5659.
4. Hadronic decays of the tau lepton: Theoretical outlook / J. Portoles // arXiv: hep-ph/0702132v2 – 2007.
5. Hadronic τ Decays into Two and Three Meson Modes within Resonance Chiral Theory / Pablo Roig // arXiv: 0907.5540v1 [hep-ph] – 2009.
6. On the branching ratio of the “second class” $\tau \rightarrow \eta' \pi \nu_{\tau}$ decay / N. Paver, Riazuddin // arXiv: 1105.3595v1 [hep-ph] – 2011.
7. The Quark Confinement Model of Hadrons / Efimov G. V., Ivanov M. A. // London: IOP Publishing Ltd –1993– 177 P.
8. Particle Data Group J. / Beringer [et al.] // Phys.Rev. – 2012. – Vol. D86, № 1. – P. 010001.