

УДК 539.12

Е.З. АВАКЯН, С.Л. АВАКЯН
Гомель, ГГТУ

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЯЖЕЛОГО ЛЕПТОНА

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 $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$, 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 Конфайнированных Кварков (МКК) [7].

Распады $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

Амплитуда данного распада определяется диаграммой, приведенной на рисунке 1. Аналитически она может быть записана в виде:

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

7

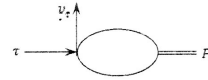


Рисунок 1 – Диаграмма процесса $\tau \rightarrow P\nu_\tau$

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]

$$a(u) = 2e^{-u^2-u}, \quad b(u) = 2e^{-u^2+0.4u}.$$

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

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

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 $\tau \rightarrow V\nu_\tau$, $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$

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:

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

Формфактор $\Pi_V(q^2)$ получен в следующем виде:

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

Амплитуда распада $\tau \rightarrow K^* \nu_\tau$ имеет вид аналогичный (5), (6), однако, при вычислении формфактора (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:

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

Изучение распада τ -лептона в аксиально-векторный мезон представляется крайне интересным как с точки зрения изучения физики самого тяжелого лептона (изучения его распадов в $(2n+1)$ π -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:

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

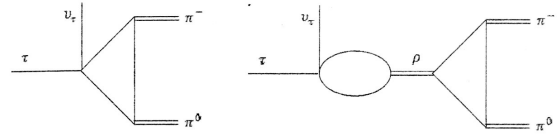


Рисунок 2 – Диаграммы процесса $\tau \rightarrow \pi\pi\nu_\tau$

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

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

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

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

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

где

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

Полученные значения брэнчингов приведены в таблице:

РАСПАД	Полученное значение Br %	Экспериментальное значение Br^{exp} % [8]
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	10,77	10,83±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±0,07
$\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$	9,96	-
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	23,7	25,52±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. Efimov, G.V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G.V. Efimov, M.A. Ivanov. – London : IOP Publishing Ltd, 1993. – 177 p.
8. Particle Data Group J. / Beringer [et al.] // Phys.Rev. – 2012. – Vol. D86, № 1. – P. 010001.

УДК 539.12

Е.З. АВАКЯН, С.Л. АВАКЯН
Гомель, ГГТУ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ КАОНОВ

На сегодняшний день предполагается, что адроны имеют конечные размеры, что в электромагнитных взаимодействиях проявляется в виде электромагнитной структуры адронов, которая феноменологически описывается одной или несколькими (в зависимости от спина изучаемой частицы) функциями одной переменной (переданного импульса), называемыми электромагнитными формфакторами. Формфакторы, описывающие вершины, содержащие один реальный фотон и две идентичные сильновзаимодействующие частицы, называются эластичными (elastic) электромагнитными формфакторами адрона. В случае вершины с одним виртуальным фотоном и двумя различными частицами или адроном и реальным фотоном соответствующие формфакторы называются переходными (transition) электромагнитными формфакторами адронов [1]. Наиболее экспериментально исследованным является эластичный формфактор пиона. Экспериментальные данные об эластичных электромагнитных формфакторах каонов существенно беднее [2; 3]. Указанные формфакторы изучались в раз-

личных теоретических подходах [4–6]. В данной работе все расчеты проводились в Модели Конфаймированных Кварков (МКК) [7].

Электромагнитные формфакторы каонов определяются диаграммами, приведенными на рисунке 1 и могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} F_{K^+}(t) &= F_{\Delta}^+(t) + F_{\rho}(t) + F_{\omega}(t) - F_{\varphi}(t), \\ F_{K^0}(t) &= F_{\Delta}^0(t) - F_{\rho}(t) + F_{\omega}(t) - F_{\varphi}(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $F_{\Delta}(t)$ – вклад в формфактор от треугольных диаграмм, $F_{\rho, \omega, \varphi}(t)$ – вклады от диаграмм с промежуточными векторными мезонами. Перечисленные вклады получены нами в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_{\Delta}^+ &= \frac{h_K}{6} (2W_1(t) + W_2(t)), \\ F_{\Delta}^0 &= \frac{h_K}{6} (W_1(t) - W_2(t)), \end{aligned} \quad (2)$$

$$F_{\rho}(t) = t \frac{h_K}{2} W_1(t) h_{\rho} D_{\rho}(t) F_{V\rho}(t/4\Lambda_{\rho}^2),$$

$$F_{\omega}(t) = t \frac{h_K}{6} W_1(t) h_{\omega} D_{\omega}(t) F_{V\omega}(t/4\Lambda_{\omega}^2), \quad (3)$$

$$F_{\varphi}(t) = t \frac{h_K}{3} W_2(t) h_{\varphi} D_{\varphi}(t) F_{V\varphi}(t/4\Lambda_{\varphi}^2).$$

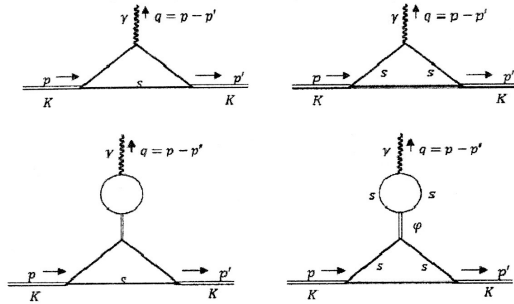


Рисунок 1 – Диаграммы, описывающие формфакторы каонов

Выбор параметра Λ определяется тем, какой из векторных мезонов рассматривается.

$$\begin{aligned} W_1(t) &= \frac{1}{2} F_{V\rho\rho}^-(t, m_K^2, m_K^2, \Lambda_{\omega}, \Lambda_{\omega}, \Lambda_s), \\ W_2(t) &= \frac{1}{2} F_{V\rho\rho}^-(t, m_K^2, m_K^2, \Lambda_s, \Lambda_s, \Lambda_{\omega}). \end{aligned} \quad (4)$$