

Сохранение векторного тока в распадах $\tau^- \rightarrow \eta(\eta')\pi^-\pi^0\nu_\tau$

В. А. Черепанов, С. И. Эйдельман

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2009 г.

Экспериментальные данные по процессу $e^+e^- \rightarrow \eta(\eta')\pi^+\pi^-$, а также сохранение векторного тока (CVC) использованы для оценки относительной вероятности распада τ^- -лептона в конечные состояния $\eta(\eta')\pi^-\pi^0\nu_\tau$. Проведено сравнение полученных значений с экспериментальными результатами.

PACS: 12.15.Ji, 13.35.Dx

1. Введение. e^+e^- -аннигиляция в адроны при низких энергиях – источник ценной информации о взаимодействии легких кварков. Прецизионные измерения полного сечения, а также сечений эксклюзивных процессов важны для различных приложений, как, например, определение таких параметров квантовой хромодинамики (КХД), как массы кварков, кварковые и глюонные конденсаты [1], а также вычисления адронных вкладов в аномальный магнитный момент мюона и бегущую постоянную тонкой структуры [2].

Сохранение векторного тока (CVC) и изоспиновая симметрия связывают изовекторную часть тока e^+e^- -аннигиляции в адроны и соответствующий адронный распад τ -лептона [3, 4]. Эти соотношения дают возможность использовать большую независимую статистику распадов τ -лептона для увеличения точности знания спектральных функций, непосредственно измеряемых в e^+e^- -аннигиляции [5].

Хотя эта идея плодотворно используется последние 10 лет [5], дальнейшее увеличение статистики в e^+e^- -экспериментах и распадах τ -лептона выявило неожиданные проблемы: спектральная функция для конечного состояния 2π , определенная из распадов τ с использованием CVC, значительно больше, чем полученная из e^+e^- , есть указания на заметные отклонения и в четырехпионном канале [6, 7]. По этой причине интересно выполнить систематическую проверку CVC, используя доступную экспериментальную информацию о различных конечных состояниях.

Для векторной части слабого адронного тока распределение по массе конечных адронов имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F |V_{ud}|^2 S_{EW}}{32\pi^2 m_\tau^3} (m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2) v_1(q^2), \quad (1)$$

где спектральная функция $v_1(q^2)$ дается выражением

$$v_1(q^2) = q^2 \sigma_{e^+e^-}^{I=1}(q^2) / 4\pi\alpha^2, \quad (2)$$

S_{EW} – электрослабая поправка, равная 1.0194 [8], m_τ – масса τ -лептона.

Разрешенные квантовые числа для адронных каналов распада

$$J^{PG} = 1^{-+}, \tau \rightarrow 2n\pi\nu_\tau, \omega\pi\nu_\tau, \eta\pi\pi\nu_\tau, \dots \quad (3)$$

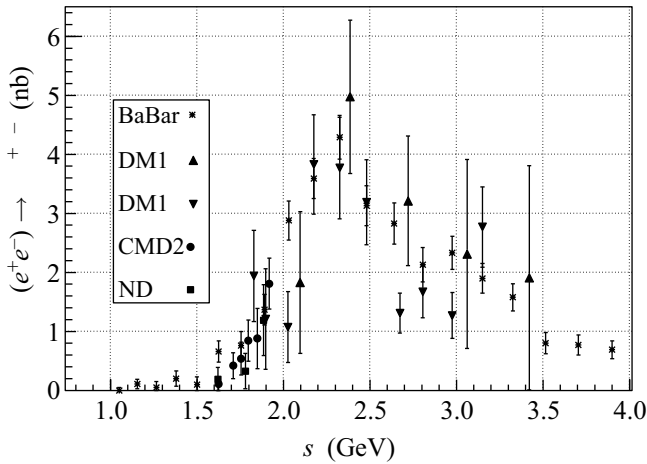
После интегрирования

$$\frac{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow X^-\nu_\tau)}{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} = \frac{3|V_{ud}|^2 S_{EW}}{2\pi\alpha^2} \times \int_{4m_\pi^2}^{m_\tau^2} dq^2 \frac{q^2}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{q^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{q^2}{m_\tau^2}\right) \sigma_{e^+e^-}^{I=1}(q^2). \quad (4)$$

Теоретические предсказания для относительной вероятности распада τ -лептона в различные конечные состояния, основанные на CVC, делались и ранее [9]. Новое сравнение предсказаний, основанных на CVC, с экспериментом мотивировано прогрессом в изучении распадов τ -лептона и успехами, достигнутыми в понимании e^+e^- -аннигиляции в адроны. В данной работе мы рассматриваем e^+e^- -аннигиляцию в $\eta\pi^+\pi^-$ и $\eta'\pi^+\pi^-$ конечные состояния.

Для численных оценок мы использовали значение электронного бранчинга $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) = (17.85 \pm \pm 0.05\%)$ и $|V_{ud}|^2 = 0.9742$ [10].

2. $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$. Недавно коллаборация ВаВаг опубликовала результаты изучения реакции $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, используя метод радиационного возврата (ISR) в широком диапазоне энергии [11]. Ранее измерения проводились группами НД [12] и КМД-2 [13] при энергиях от 1.25 ГэВ до 1.4 ГэВ в Новосибирске, а также группами DM1 [14] и DM2 [15] в Орсе. Результаты измерений полного сечения представлены на рис.1. В целом данные разных групп находятся в удовлетворительном согласии, хотя при энергии ниже 1.4 ГэВ сечение, полученное группой ВаВаг, несколько выше, чем в предыдущих экспериментах. Выше этой энергии сечения, измеренные ВаВаг, существенно выше, чем у DM2, но хорошо согласуются

Рис.1. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$

с данными группы DM1, точность которых значительно ниже по сравнению с сечениями в измерениях группы DM2. Мы вычислили относительную вероятность распада (бранчинг) $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$, используя упомянутые выше данные и соотношение (4).

Непосредственное интегрирование экспериментальных точек в интервале энергии от 1.25 ГэВ до массы τ -лептона с использованием старых данных дало значение бранчинга $(0.132 \pm 0.016)\%$, что находится в согласии с предыдущими вычислениями [9]. Значение бранчинга, полученное при интегрировании новых данных BaBar, составляет $(0.165 \pm 0.015)\%$, где мы учли 8%-ную систематическую неопределенность измерения [11]. После усреднения (результатирующая ошибка бранчинга учитывает масштабный множитель 1.5 [10]) предсказание для величины бранчинга составляет $(0.150 \pm 0.016)\%$ для диапазона энергии от 1.25 до 1.77 ГэВ. В итоге, после учета вклада низких энергий (от 1.0 до 1.25 ГэВ) полное предсказание для этой моды распада составило $(0.155 \pm 0.017)\%$. Полученную величину можно сравнить с результатами измерений, представленными в табл.1 и включающими старые значения относительной вероятности распада, полученными группами CLEO [16] и ALEPH [17], а также недавнее измерение коллаборации Belle [18]: $(0.135 \pm 0.003 \pm 0.007)\%$.

Таблица 1

Экспериментальные значения $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)$

Группа	$\mathcal{B}, \%$	Литер.
CLEO, 1992	$0.170 \pm 0.020 \pm 0.020$	[16]
ALEPH, 1997	$0.180 \pm 0.040 \pm 0.020$	[17]
Belle, 2008	$0.135 \pm 0.003 \pm 0.007$	[18]

Усреднение экспериментальных результатов дает $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau) = (0.139 \pm 0.008)\%$, что в пределах ошибок согласуется с полученным выше предсказанием. Интересно также сравнить наш результат с ранее полученными теоретическими оценками этой вероятности, см. табл.2. Видно, что старые предска-

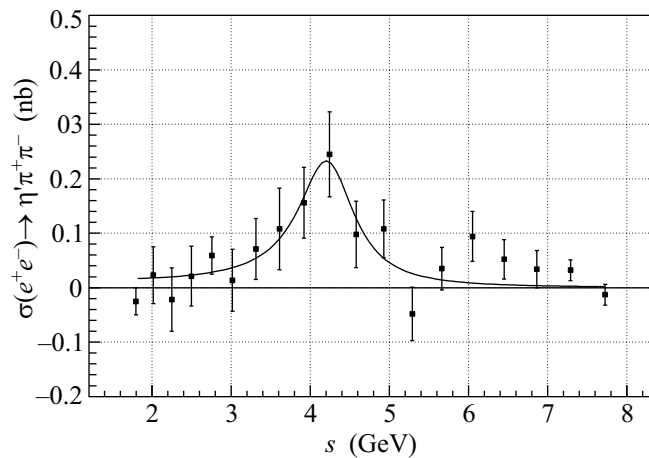
Таблица 2

Теоретические предсказания для $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)$

Метод	$\mathcal{B}, \%$	Литер.
ρ'	~ 0.3	[19]
CVC	~ 0.15	[20]
эфф. лагр.	$0.14^{+0.19}_{-0.10}$	[21]
эфф. лагр.	0.18–0.88	[22]
CVC	0.13 ± 0.02	[9]
CVC	0.14 ± 0.05	[23]
CVC + эфф. лагр.	~ 0.19	[24]
эфф. лагр.	~ 0.19	[25]

ния, основанные на e^+e^- -данных и CVC, согласуются с более точным результатом, полученным в данной работе с использованием всех имеющихся данных, в частности, более точных результатов группы BaBar. Для других, чисто теоретических, предсказаний, использующих низкоэнергетичный эффективный лагранжиан, характерен гораздо больший разброс результатов.

3. $\tau^- \rightarrow \eta'\pi^-\pi^0\nu_\tau$. Не так давно коллаборацией BaBar были представлены первые измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \eta'\pi^+\pi^-$ [11], см. рис.2. Видно, что

Рис.2. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta'\pi^+\pi^-$

сечение имеет резонансный характер с максимумом около 2 ГэВ, но его значения при энергии, меньше массы τ -лептона, малы. Для оценки величины бранчинга проведем аппроксимацию экспериментальных

данных амплитудой рождения векторного резонанса, распадающегося в три псевдоскалярных мезона [26], и получим параметры резонанса (массу, ширину и сечение в пике):

$$M = 2071 \pm 32 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma = 214 \pm 76 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0 = 0.223 \pm 0.073 \pm 0.022 \text{ нб.}$$

Для этого процесса систематическая ошибка сечения (а также σ_0) составляет 10% [11]. Так как мы не оцениваем систематические ошибки массы и ширины, можно сделать вывод, что параметры резонанса совместимы с соответствующими значениями для $\rho(2150)$ [10]. Интегрируя (4) с использованием полученной зависимости сечения от энергии, получаем значение относительной вероятности распада:

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta' \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = (13.4 \pm 9.4 \pm 1.3 \pm 6.1) \cdot 10^{-6}, \quad (5)$$

где первая ошибка – статистическая (полученная из аппроксимации), вторая – экспериментальная систематическая и третья – модельная, полученная с использованием среднемировых значений массы и ширины $\rho(2150)$ и варьированием их ошибок. Так как полученный результат согласуется с нулем, мы поставили верхний предел на 90%-ном уровне достоверности, используя методику [27]

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta' \pi^- \pi^0 \nu_\tau) < 3.2 \cdot 10^{-5}. \quad (6)$$

Этот предел в два раза ниже верхнего предела, базирующегося на существующих измерениях группы CLEO [28]:

$$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \nu_\tau) < 8 \cdot 10^{-5}, \quad (7)$$

но на порядок выше, чем теоретическая оценка $\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \eta' \pi^- \pi^0 \nu_\tau) \approx 4.4 \cdot 10^{-6}$, основанная на киральном лагранжиане [25].

4. Выводы. Используя имеющиеся данные e^+e^- -аннигиляции и CVC, мы получили следующие результаты для относительной вероятности распадов τ -лептона:

- для $\eta \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ ожидаемый бранчинг $(0.155 \pm \pm 0.017)\%$, что не противоречит среднемировому значению $(0.139 \pm 0.008)\%$;
- для $\eta' \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ верхний предел $< 3.2 \cdot 10^{-5}$ или в 2.5 раза меньше, чем экспериментальный верхний предел $< 8 \cdot 10^{-5}$, 90% CL.

Мы благодарны Д.А.Епифанову и Е.П.Солодову, за полезные замечания. Данная работа поддержана грантами RFBR # 06-02-16156, # 07-02-00816, # 08-02-13516, # 08-02-91969, INTAS/05-1000008-8328, PST.CLG.980342 и DFG GZ RUS 113/769/0-2.

1. M. Shifman, A. Vainshtein, and V. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 448 (1979).
2. S. Eidelman and F. Jegerlehner, Z. Phys. C **67**, 585 (1995).
3. Y. S. Tsai, Phys. Rev. D **4**, 2821 (1971).
4. H. B. Thacker and J. J. Sakurai, Phys. Lett. B **36**, 103 (1971).
5. R. Alemany, M. Davier, and A. Höcker, Eur. Phys. J. C **2** (1998) 123.
6. M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker et al., Eur. Phys. J. C **27**, 497 (2003).
7. M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker et al., Eur. Phys. J. C **31**, 503 (2003).
8. W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **61**, 1815 (1988).
9. S. I. Eidelman and V. N. Ivanchenko, Phys. Lett. B **257**, 437 (1991).
10. C. Amsler, M. Doser, M. Antonelli et al., Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
11. B. Aubert, M. Bona, D. Boutigny et al., Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007).
12. V. P. Druzhinin, M. S. Dubrovin, S. I. Eidelman et al., Phys. Lett. B **174**, 115 (1986).
13. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko et al., Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
14. B. Delcourt, D. Bisello, J. C. Bizot et al., Phys. Lett. B **113**, 93 (1982), Erratum - ibid. B **115**, 503 (1982).
15. A. Antonelli, R. Baldini, A. Calcaterra et al., Phys. Lett. B **212**, 133 (1988).
16. M. Artuso, M. Goldberg, N. Horwitz et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 78 (1992).
17. R. Barate, D. Buskulic, D. Decamp et al., Z. Phys. C **74**, 263 (1997).
18. K. Inami, T. Ohshima, H. Kaji et al., Phys. Lett. B **672**, 209 (2009).
19. A. Pich, Phys. Lett. B **196**, 561 (1987).
20. F. J. Gilman, Phys. Rev. D **35**, 3541 (1987).
21. E. Braaten, R. J. Oakes, and S. M. Tse, Phys. Rev. D **36**, 2188 (1987).
22. G. Kramer and W. F. Palmer, Z. Phys. C **39**, 423 (1988).
23. S. Narison and A. Pich, Phys. Lett. B **304**, 359 (1993).
24. R. Decker and E. Mirkes, Phys. Rev. D **47**, 4012 (1993).
25. B. A. Li, Phys. Rev. D **57**, 1790 (1998).
26. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko et al., Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
27. G. J. Feldman and R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
28. T. Bergfeld, Bob I. Eisenstein, J. Ernst et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 2406 (1997).