

# ИЗВЛЕЧЕНИЕ ИЗОСКАЛЯРНОГО И ИЗОВЕКТОРНОГО ФОРМФАКТОРОВ КАОНОВ ИЗ ДАННЫХ ПО $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ И РАСПАДАМ $\tau$ -ЛЕПТОНА

К. И. Белобородов\*, В. П. Дружинин, С. И. Середняков

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 31 января 2019 г.,  
после переработки 5 апреля 2019 г.  
Принята к публикации 9 апреля 2019 г.

Недавние точные измерения сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  и адронной спектральной функции в распаде  $\tau^- \rightarrow K^- K_S \nu_\tau$  используются для модельно независимого извлечения изоскалярного и изовекторного электромагнитных формфакторов каона и относительной фазы между ними. Экспериментальные результаты сравниваются с аппроксимацией, сделанной в модели векторной доминантности.

DOI: 10.1134/S0044451019090086

Электромагнитные формфакторы каона являются ключевыми объектами в физике адронов, описывающими электромагнитное взаимодействие каонов и дающими важную информацию об их внутренней структуре.

В области времениподобных передач импульса формфакторы обычно извлекают из экспериментальных данных о реакциях  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$ . В резонансной области, которую мы обсуждаем в этой статье, при энергиях в центре масс  $\sqrt{s} < 2$  ГэВ значительное улучшение точности данных по этим сечениям было достигнуто в недавних измерениях в экспериментах BABAR [1, 2], SND [3] и КМД-3 [4, 5]. Детектором BABAR были измерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ , используя метод радиационного возврата при энергиях соответственно  $\sqrt{s} = 0.98\text{--}4.85$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 1.08\text{--}2.16$  ГэВ. В экспериментах SND и КМД-3 использовалось прямое сканирование по энергии в системе центра масс. С помощью детектора КМД-3 были изучены оба процесса в области энергии вблизи пика резонанса  $\phi(1020)$ , а с помощью детектора SND измерено сече-

ние  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  в диапазоне  $\sqrt{s} = 1.05\text{--}2.00$  ГэВ. В ближайшее время ожидаются новые результаты экспериментов SND и КМД-3.

Борновские сечения рождения  $K^+ K^-$ - и  $K_S K_L$ -пар параметризуются в терминах формфакторов заряженного и нейтрального каонов следующим образом:

$$\sigma_{K^+ K^-}(s) = \frac{\pi \alpha^2 \beta^3}{3s} |F_{K^+}|^2 C_{FS}(s), \quad (1)$$

$$\sigma_{K_S K_L}(s) = \frac{\pi \alpha^2 \beta^3}{3s} |F_{K^0}|^2, \quad (2)$$

где  $\beta = \sqrt{1 - 4m_{K^{-(0)}}^2/s}$ , а  $m_{K^-}$  и  $m_{K^0}$  — массы заряженного и нейтрального каонов для уравнений (1) и (2) соответственно. Коэффициент  $C_{FS}$  — это поправка, учитывающая излучение каонов и взаимодействие в конечном состоянии (см., например, работу [6]). Она существенно отклоняется от единицы только в узком интервале вблизи порога рождения  $K^+ K^-$ -пары. Формфакторы  $F_{K^+}$  и  $F_{K^0}$  могут быть представлены как суммы изоскалярной и изовекторной частей:

$$F_{K^+} = F_{K^+}^{I=1} + F_{K^+}^{I=0}, \quad (3)$$

$$F_{K^0} = F_{K^0}^{I=1} + F_{K^0}^{I=0}. \quad (4)$$

\* E-mail: K.I.Beloborodov@inp.nsk.ru

Изоспиновая инвариантность дает следующие соотношения между амплитудами для заряженных и нейтральных каонов [7]:

$$F_{K^0}^{I=0} = F_{K^+}^{I=0}, \quad (5)$$

$$F_{K^0}^{I=1} = -F_{K^+}^{I=1}. \quad (6)$$

С учетом этих соотношений сечения, пропорциональные квадратам модулей заряженного и нейтрального формфакторов, могут быть выражены через изовекторный и изоскалярный формфакторы  $F_{K^+}^{I=0}$  и  $F_{K^+}^{I=1}$ :

$$|F_{K^+}|^2 = |F_{K^+}^{I=1}|^2 + 2|F_{K^+}^{I=1}||F_{K^+}^{I=0}|\cos(\Delta\phi_{K^+}) + |F_{K^+}^{I=0}|^2, \quad (7)$$

$$|F_{K^0}|^2 = |F_{K^+}^{I=1}|^2 - 2|F_{K^+}^{I=1}||F_{K^+}^{I=0}|\cos(\Delta\phi_{K^+}) + |F_{K^+}^{I=0}|^2, \quad (8)$$

где  $\Delta\phi_{K^+} = \phi_{K^+}^{I=1} - \phi_{K^+}^{I=0}$  — относительная фаза между изоскалярным и изовекторным формфакторами. Видно, что данные о сечениях  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  не позволяют разделить изовекторный и изоскалярный вклады модельно независимым способом. Дополнительная экспериментальная информация может быть получена из распада  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  с использованием гипотезы сохранения векторного тока (СВТ). Недавно прецизионное измерение адронного спектра в этом распаде было выполнено в эксперименте BABAR [8].

Дифференциальная вероятность распада  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ , нормированная на его лептонную ширину, как функция инвариантной массы  $M$  системы  $K^- K^0$  может быть записана следующим образом:

$$\frac{d\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau)}{\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) M dM} = \frac{|V_{ud}|^2 S_{EW}}{2m_\tau^2} \times \left(1 + \frac{2M^2}{m_\tau^2}\right) \left(1 - \frac{M^2}{m_\tau^2}\right)^2 \beta_-^3 |F_{K^- K^0}(M)|^2, \quad (9)$$

где  $|V_{ud}| = 0.97420 \pm 0.00021$  [9] — элемент матрицы Кабиббо – Кобаяши – Маскава,  $S_{EW} = 1.0235 \pm 0.003$  [10] — электрослабая поправка,

$$\beta_- = \sqrt{\left(1 - \frac{(m_{K^-} + m_{K^0})^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{(m_{K^-} - m_{K^0})^2}{M^2}\right)}.$$

Здесь мы вводим формфактор  $F_{K^- K^0}$ . Гипотеза СВТ в пределе изоспиновой инвариантности дает связь между этим формфактором и изовекторным электромагнитным формфактором, определенным выше [7]:

$$F_{K^- K^0} = -2F_{K^+}^{I=1}. \quad (10)$$

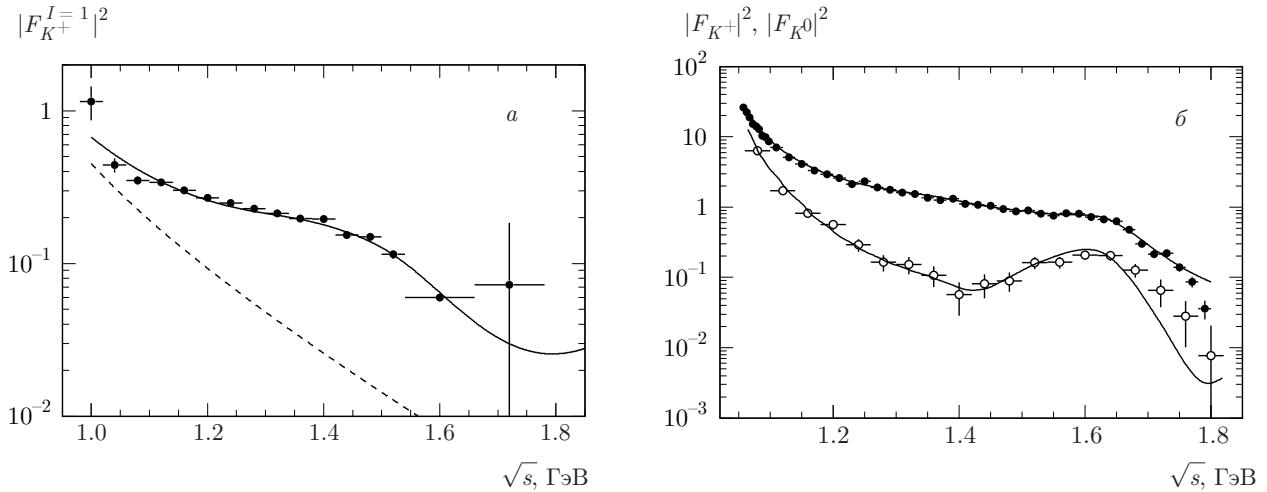
Для распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$  было проверено, что гипотеза СВТ работает с точностью до нескольких процентов без дополнительных поправок на нарушение изоспиновой симметрии [11].

Таким образом, используя данные по сечениям процессов  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  и адронной спектральной функции в распаде  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ , мы можем разделить изоскалярные и изовекторные вклады и определить модули изоскалярных и изовекторных формфакторов и косинус относительной фазы между ними:

$$\begin{aligned} |F_{K^+}^{I=1}|^2 &= 4|F_{K^- K^0}|^2, \\ |F_{K^+}^{I=0}|^2 &= \frac{|F_{K^+}|^2 + |F_{K^0}|^2}{2} - |F_{K^+}^{I=1}|^2, \\ \cos(\Delta\phi_{K^+}) &= \frac{|F_{K^+}|^2 - |F_{K^0}|^2}{2|F_{K^+}^{I=1}||F_{K^+}^{I=0}|}. \end{aligned} \quad (11)$$

Квадрат изовекторного формфактора каона, полученный с использованием уравнений (9), (10) из адронного спектра, измеренного в распаде  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  [8], показан на рис. 1а. Измерение охватывает энергетическую область от  $m_{K^-} + m_{K^0}$  до  $m_\tau$ . Эту область можно разделить на две подобласти, ниже и выше 1.06 ГэВ, где данные следует обрабатывать по-разному. Ниже 1.06 ГэВ изоскалярный формфактор содержит резонанс  $\phi(1020)$ , ширина которого значительно меньше ширины шага по энергии на рис. 1б. Выше 1.06 ГэВ возбужденные векторные резонансы, дающие вклад в формфакторы, имеют ширину около нескольких сотен МэВ. Поэтому мы можем использовать уравнения (11) для расчета формфакторов в каждом интервале энергии измерения без существенной потери информации об их энергетической зависимости.

Формфакторы заряженного и нейтрального каонов выше 1,06 ГэВ показаны на рис. 1б. Нейтральный формфактор был получен с использованием самых точных и полных на сегодняшний день данных о сечении процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  из эксперимента BABAR [2]. Шаг энергии в измерениях сечения  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и спектра в распаде  $\tau$  одинаков от 1.06 до 1.54 ГэВ и составляет 40 МэВ. В диапазоне 1.54–1.78 ГэВ, соответствующем двум последним широким интервалам в данных по распаду  $\tau$ , сечение усредняется по трем интервалам измерения. Для получения заряженного формфактора использовались данные BABAR по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+ K^-$  [1]. Измерение этого сечения детектором СНД [3] в диапазоне 1.05–2.00 ГэВ, имеющее такую же точность, хорошо согласуется с данными BABAR. Следует отметить, что точность сечения



**Рис. 1.** а) Квадрат изовекторного формфактора каона, полученный из дифференциальной вероятности распада  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  [8], как функция  $\sqrt{s}$ . б) Зависимости от  $\sqrt{s}$  квадратов заряженного (светлые кружки) и нейтрального (темные кружки) формфакторов каонов, полученных из данных по сечениям процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  [1] и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  [2] соответственно. На рис. а, б сплошные кривые — результаты аппроксимации (модель II), описанной в тексте. Пунктирная кривая на рис. а показывает вклад резонанса  $\rho(770)$

$e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  значительно выше, чем точность измерений сечения  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и спектра распада  $\tau$ . В изучаемой энергетической области шаг энергии в измерении сечения  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  составляет 20 МэВ. Следовательно, в дальнейших вычислениях данные по сечению  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  усредняются по двум интервалам измерения в диапазоне энергий от 1.06 до 1.54 ГэВ и по шести интервалам в диапазоне от 1.54 до 1.78 ГэВ.

Изоскалярный формфактор каона и косинус относительной фазы между изоскалярным и изовекторным формфакторами, вычисленные с использованием уравнений (11) из данных по сечениям  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и адронному спектру в распаде  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ , показаны на рис. 2.

Как изоскалярный, так и изовекторный формфакторы монотонно уменьшаются в диапазоне энергии ниже 1.4 ГэВ. Это означает, что большой вклад в формфакторы дают хвосты резонанса  $\rho(770)$  в изовекторном случае и  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$  в изоскалярном случае. Ожидается, что последние два вклада будут конструктивно интерферировать [7], делая изоскалярный формфактор значительно большим, чем изовекторный. Неожиданной особенностью формфакторов является почти постоянная, близкая к нулю разность фаз между изовекторным и изоскалярным формфакторами в диапазоне энергий от 1.06 до 1.5 ГэВ. Ожидается, что в этой области вклад в формфакторы дают резонансы  $\rho(1450)$  и

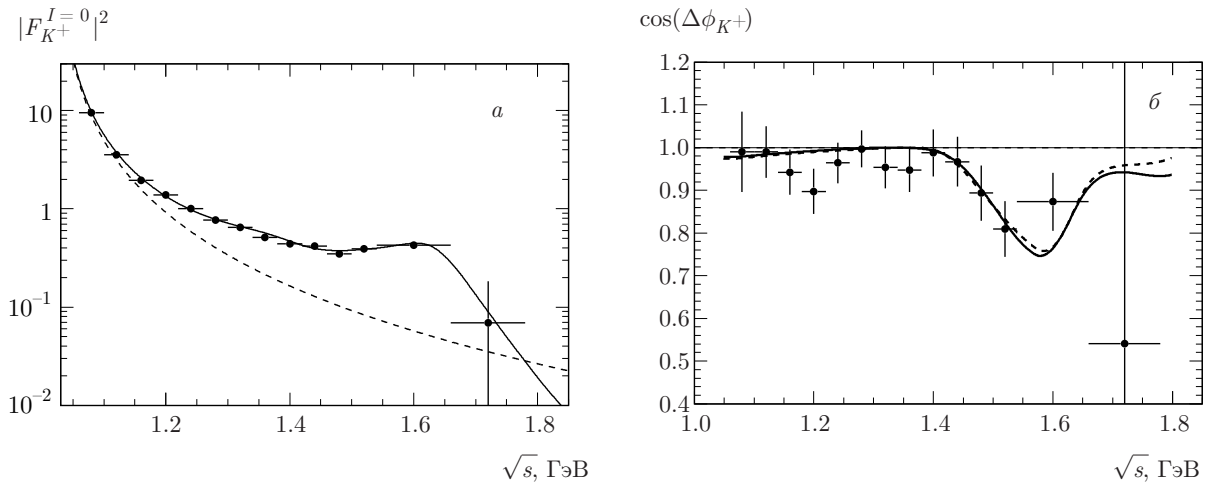
$\omega(1420)$ , которые интерферируют с сильно разными по величине изовекторной амплитудой от  $\rho(770)$  и изоскалярной амплитудой от  $\omega(782) + \phi(1020)$ . Выше 1.5 ГэВ резонансные структуры, связанные с состояниями  $\rho(1700)$ ,  $\omega(1650)$  и  $\phi(1680)$ , видны как в энергетических зависимостях квадратов модулей формфакторов, так и в разности фаз.

Вторая часть этой статьи посвящена одновременной аппроксимации данных по рождению каонных пар в  $e^+e^-$ -аннигиляции и распадах  $\tau$  в рамках модели векторной доминантности (МВД), в предположении изоспиновой инвариантности и СВТ. В этой модели амплитуда однофотонного перехода  $A_{\gamma^* \rightarrow K\bar{K}}$  описывается как сумма амплитуд векторных резонансов семейств  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ .

Сечения заряженного и нейтрального каонов определяются формулами (1) и (2). Для описания заряженного и нейтрального формфакторов мы используем параметризацию из работы [7]:

$$F_{K^+}(s) = \frac{1}{2} \sum_{V=\rho,\rho',\dots} c_V B W_V + \frac{1}{6} \sum_{V=\omega,\omega',\dots} c_V B W_V + \frac{1}{3} \sum_{V=\phi,\phi',\dots} c_V B W_V, \quad (12)$$

$$F_{K^0}(s) = -\frac{1}{2} \sum_{V=\rho,\rho',\dots} c_V B W_V + \frac{1}{6} \sum_{V=\omega,\omega',\dots} c_V B W_V + \frac{1}{3} \sum_{V=\phi,\phi',\dots} c_V B W_V, \quad (13)$$



**Рис. 2.** а) Квадрат изоскалярного формфактора как функция  $\sqrt{s}$ , вычисленный с использованием уравнений (11) из данных по сечениям процесса  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и адронному спектру в распаде  $\tau^- \rightarrow K^-K^0\nu_\tau$ . Сплошная кривая — результат аппроксимации (модель II), описанной в тексте. Пунктирная кривая показывает вклад резонансов  $\omega(782)$  и  $\phi(1020)$ . б) Зависимость от  $\sqrt{s}$  косинуса относительной фазы между изоскалярным и изовекторным формфакторами, вычисленного с использованием уравнений (11) из данных по сечениям процесса  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и адронному спектру в распаде  $\tau^- \rightarrow K^-K^0\nu_\tau$ . Штриховые и сплошные кривые — результаты аппроксимации в моделях соответственно I и II, описанных в тексте

где суммы берутся по резонансам семейств  $\rho$ ,  $\omega$  или  $\phi$ , а коэффициенты  $c_V$  действительны. В аппроксимации участвуют данные по сечениям из энергетического диапазона ниже 2.1 ГэВ. Следующие резонансы включены в аппроксимацию:  $\rho(770)$ ,  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$  и  $\rho(2150)$ , обозначаемые как  $\rho$ ,  $\rho'$ ,  $\rho''$  и  $\rho'''$  соответственно,  $\omega(782)$ ,  $\omega(1420)$ ,  $\omega(1680)$  и  $\omega(2150)$ , обозначаемые как  $\omega$ ,  $\omega'$ ,  $\omega''$  и  $\omega'''$  соответственно, и  $\phi(1020)$ ,  $\phi(1680)$  и  $\phi(2170)$ , обозначаемые как  $\phi$ ,  $\phi'$  и  $\phi''$  соответственно. Резонансы  $\rho'''$ ,  $\omega'''$  и  $\phi''$  необходимы для описания измеренных энергетических зависимостей сечений выше 1.9 ГэВ. Партнер резонанса  $\rho(2150)$  из семейства  $\omega$  пока не наблюдался. Он вводится в аппроксимацию с массой и шириной такими же, как у  $\rho(2150)$ .

Формы резонансов описываются функцией Брейта – Вигнера

$$BW_V(s) = \frac{M_V^2}{M_V^2 - s - iM_V\Gamma_V(s)}, \quad (14)$$

где  $M_V$  и  $\Gamma_V(s)$  — масса резонанса и его ширина, зависящая от энергии. В ширинах для  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов учитываются все значимые моды их распада:  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^0\gamma$ ,  $\pi^+\pi^-$  для  $\omega$ ,  $K^+K^-$ ,  $K_S K_L$ ,  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\eta\gamma$  для  $\phi$ . Для  $\rho(770)$  мы учитываем основной распад  $\pi^+\pi^-$  и переход  $\rho \rightarrow \omega\pi^0$  (см., например, работу [12]) с константой связи  $g_{\rho\omega\pi} = 15.9 \text{ ГэВ}^{-1}$  [13]. Для описания ширины возбужденных векторных

мезонов используется только один доминирующий канал:  $KK^*$  для семейства  $\phi$ ,  $\omega\pi$  для  $\rho'$  и  $\rho\pi\pi$  для более высоких возбужденных состояний семейства  $\rho$ ,  $\rho\pi$  для  $\omega'$  и  $\omega\pi\pi$  для остальных состояний семейства  $\omega$ . Энергетическая зависимость парциальных ширин рассчитывается по формулам из работ [14, 15].

Дифференциальная вероятность распада  $\tau^- \rightarrow K^-K^0\nu_\tau$  описывается формулой (9) с формфактором

$$F_{K^-K^0}(s) = - \sum_{V=\rho,\rho',\dots} c_V BW_V. \quad (15)$$

В аппроксимации используются данные по сечениям  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  из работ КМД-3 [4, 5] для области резонанса  $\phi$  и из работ BABAR [1, 2] для области 1.06–2.16 ГэВ. Данные BABAR по сечению  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  ниже 1.06 ГэВ не включены в аппроксимацию, чтобы избежать трудностей, связанных с систематическим различием в форме и положении резонанса  $\phi$  между данными КМД-3 и BABAR.

Свободными параметрами аппроксимации являются масса и ширина  $\phi$ -мезона, параметр  $\eta_\phi = g_{\phi K_S K_L} / g_{\phi K^+ K^-}$ , описывающий возможную нарушающую изоспиновую инвариантность разницу между константами распадов  $\phi \rightarrow K_S K_L$  и  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ , и восемь параметров  $c_V$ . Параметры  $c_{\rho''}$  и  $c_{\phi''}$  определяются из условий

$$\sum_{V=\rho,\rho',\dots} c_V = 1, \quad (16)$$

$$\frac{1}{3} \sum_{V=\omega,\omega',\dots} c_V + \frac{2}{3} \sum_{V=\phi,\phi',\dots} c_V = 1, \quad (17)$$

которые обеспечивают нормировку формфакторов:  $F_{K^+}(0) = 1$  и  $F_{K^0}(0) = 0$ . Параметр  $c_{\omega''}$  принимается равным  $c_{\rho''}$ , как ожидается в кварковой модели [7]. Массы и ширины  $\rho$ ,  $\omega$  и возбужденных векторных резонансов фиксируются на их номинальных значениях [9]. Во время аппроксимации они могут варьироваться в пределах ошибок.

Результаты аппроксимации показаны пунктирными кривыми (модель I) на рис. 3 для сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и дифференциальной вероятности распада  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$ , а также на рис. 2б для косинуса относительной фазы между изоскалярным и изовекторным формфакторами. Видно, что аппроксимирующая кривая не очень хорошо воспроизводит форму спектра в распаде  $\tau$  на рис. 3б. Поэтому была выполнена аппроксимация в другой параметризации (модель II), в которой условия нормировки (16) и (17) были удалены. Из-за близости масс резонансов  $\omega''$  и  $\phi'$  параметры  $c_{\omega''}$  и  $c_{\phi'}$  сильно коррелированы и не могут быть определены в модели II независимо. Поэтому было введено дополнительное ограничение  $c_{\omega''} = c_{\rho''}$ .

Результаты аппроксимации в модели II показаны на рис. 1–3 сплошными кривыми. Эта модель описывает данные по распаду  $\tau$  значительно лучше и уменьшает  $\chi^2$  аппроксимации на 16 единиц. Результирующий  $\chi^2/\nu = 183/142$ , где  $\nu$  — количество степеней свободы, не очень хороший, но приемлемый, если учесть, что систематические неопределенности измерений не учитываются при аппроксимации. Следует также отметить, что значительный вклад в  $\chi^2$  (85 при 62 энергетических точках) вносят данные BABAR по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ , для которых вместо полной матрицы ошибок используются ее диагональные члены. Суммы в левой части условий нормировки (16) и (17) равны соответственно  $0.87 \pm 0.04$  и  $0.98 \pm 0.05$ . Отклонение от единицы для первой суммы в 13% указывает на то, что описание форм резонансов семейства  $\rho$ , в частности, хвоста от  $\rho(770)$ , при аппроксимации может быть не совсем правильным. Разница в параметрах  $c_V$  между моделями I и II может использоваться в качестве оценки их модельной неопределенности.

Полученное при аппроксимации значение параметра  $\eta_\phi = 0.990 \pm 0.001$  согласуется с единицей. Значение  $\eta_\phi$ , масса и ширина  $\phi$ -мезона,  $M_\phi = 1019.461 \pm \pm 0.004$  и  $\Gamma_\phi = 4.248 \pm 0.006$  МэВ, хорошо согласу-

Таблица. Значения коэффициентов  $c_V$ , полученные в двух моделях аппроксимации

	Модель I	Модель II
$c_\rho$	$1.162 \pm 0.005$	$1.067 \pm 0.041$
$c_{\rho'}$	$-0.063 \pm 0.014$	$-0.025 \pm 0.008$
$c_{\rho''}$	$-0.160 \pm 0.014$	$-0.234 \pm 0.013$
$c_{\rho'''}$	$\equiv 1 - c_\rho - c_{\rho'} - c_{\rho''}$	$0.063 \pm 0.007$
$c_\omega$	$1.26 \pm 0.06$	$1.28 \pm 0.14$
$c_{\omega'}$	$-0.13 \pm 0.03$	$-0.13 \pm 0.02$
$c_{\omega''}$	$-0.37 \pm 0.05$	$\equiv c_{\rho''}$
$c_{\omega'''}$	$\equiv c_{\rho'''}$	$\equiv c_{\rho'''}$
$c_\phi$	$1.037 \pm 0.001$	$1.038 \pm 0.001$
$c_{\phi'}$	$-0.117 \pm 0.020$	$-0.150 \pm 0.009$
$c_{\phi''}$	$\equiv \frac{3}{2} - c_\phi - c_{\phi'} - \frac{1}{2} \sum_{V=\omega,\omega',\dots} c_V$	$0.089 \pm 0.015$
$\chi^2/\nu$	199/143	183/142

ются со значениями этих параметров, полученными в работах [4, 5]. Полученные при аппроксимации значения параметров  $c_V$  приведены в таблице. Интересной особенностью обеих аппроксимаций является большое отклонение от предсказаний кварковой модели для возбужденных резонансов семейств  $\rho$  и  $\omega$ , в которой ожидается, что  $c_{\omega'} = c_{\rho'}$  и  $c_{\omega''} = c_{\rho''}$ . Эти отклонения необходимы, в частности, чтобы обеспечить близкую к постоянной величину разности фаз в диапазоне энергий 1.06–1.5 ГэВ, как показано на рис. 2б.

Была также проведена аппроксимация с дополнительным параметром  $\alpha_{CVC}$ , который описывает возможное отклонение от гипотезы СВТ. Этот параметр используется в качестве масштабного коэффициента для данных по распаду  $\tau$ , показанных на рис. 3б. Полученное при аппроксимации значение этого параметра составляет  $\alpha_{CVC} = 0.986(0.991) \pm \pm 0.020$  для модели I (II). Это показывает, что гипотеза СВТ для системы  $K\bar{K}$  применима с точностью до нескольких процентов.

В заключение перечислим основные результаты, полученные в статье. Недавние прецизионные измерения сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и спектра масс системы  $K^-K_S$  в распаде  $\tau^- \rightarrow K^-K_S\nu_\tau$  были использованы для модельно независимого разделения изоскалярного и изовекторного электромагнитных формфакторов каона и определения относительной фазы между ними. Относительная

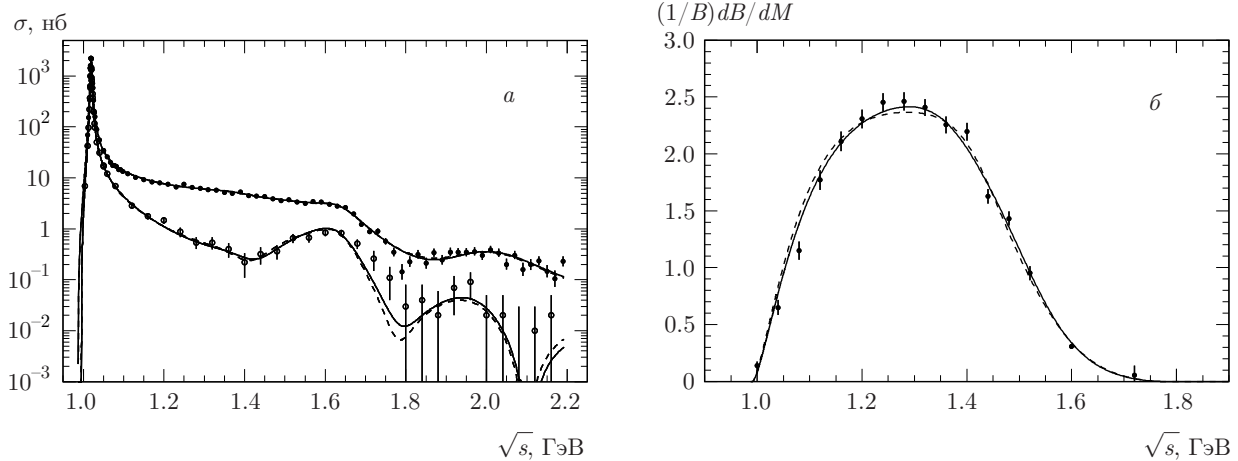


Рис. 3. а) Сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  как функции  $\sqrt{s}$ . б) Дифференциальная вероятность распада  $\tau^- \rightarrow K^- K^0 \nu_\tau$  как функции инвариантной массы системы  $K^- K^0$ . Пунктирные и сплошные кривые представляют собой результаты аппроксимации в моделях соответственно I и II, описанных в тексте

фаза показывает неожиданное энергетическое поведение в диапазоне энергий от 1.06 до 1.5 ГэВ, где она почти постоянна и близка к нулю. Была проведена совместная аппроксимация данных по сечениям процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и спектра адронных масс в распаде  $\tau^- \rightarrow K^- K_S \nu_\tau$  в рамках модели векторной доминантности. Аппроксимация достаточно хорошо воспроизводит данные и показывает, что гипотеза СВТ для системы  $K\bar{K}$  работает с точностью несколько процентов. Чтобы объяснить специфическую энергетическую зависимость относительной фазы между изоскалярным и изовекторным формфакторами, требуется большое отклонение от предсказаний кварковой модели для отношений между амплитудами возбужденных состояний семейств  $\rho$  и  $\omega$ .

**Финансирование.** Работа частично поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00327-а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Lees et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **88**, 032013 (2013).
2. J. P. Lees et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **89**, 092002 (2014).
3. M. N. Achasov et al., (SND Collaboration), Phys. Rev. D **94**, 112006 (2016).
4. E. A. Kozyrev et al. (CMD-3 Collaboration), Phys. Lett. B **760**, 314 (2016).
5. E. A. Kozyrev et al. (CMD-3 Collaboration), Phys. Lett. B **779**, 64 (2018).
6. A. Hofer, J. Gluza, and F. Jegerlehner, Eur. Phys. J. C **24**, 51 (2002).
7. C. Bruch, A. Khodjamirian, and J. H. Kuhn, Eur. Phys. J. C **39**, 41 (2005).
8. J. P. Lees et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **98**, 032010 (2018).
9. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
10. M. Davier et al., Eur. Phys. J. C **66**, 127 (2010).
11. M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker, and Z. Zhang, Eur. Phys. J. C **27**, 497 (2003).
12. M. N. Achasov et al. (SND Collaboration), Phys. Lett. B **486**, 29 (2000).
13. M. N. Achasov et al. (SND Collaboration), Phys. Rev. D **94**, 112001 (2016).
14. N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **55**, 2663 (1997).
15. N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **57**, 4334 (1998).