Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 1, с. 3 – 9 © 2017 г. 10 января

Эксклюзивные околопороговые сечения открытого чарма в подходе связанных каналов

Т. В. Углов[a,b,c], Ю. С. Калашникова[b,d], А. В. Нефедьев[b,c,d1)], Г. В. Пахлова[a,b,c], П. Н. Пахлов[a,b,c]

[a] Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

[b] Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 115409 Москва, Россия

[c] Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[d] Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2016 г.

С помощью унитарного подхода, основанного на модели связанных каналов, проведен совместный анализ данных коллаборации Belle по каналам с открытым чармом, набранных в широком диапазоне энергий $\sqrt{s} = 3.7 \div 4.7$ ГэВ. Полученный фит демонстрирует прекрасное общее описание формы линии во всех исследуемых каналах. Из фита извлечены параметры 5 векторных состояний чармония.

DOI: 10.7868/S0370274X17010015

1. Введение. Около сорока лет назад были обнаружены четыре векторных состояния чармония: $\psi(3770)$, $\psi(4040)$, $\psi(4160)$, $\psi(4415)$, лежащие выше порога открытого чарма и проявляющиеся в виде пиков в полном адронном сечении e^+e^- аннигиляции [1–5]. Параметры этих состояний были обновлены лишь тридцать лет спустя с помощью наивного комбинированного фита [6] для данных экспериментов Crystal Ball [7] и BES [8]. В 2008 г. BES фитировал полное адронное сечение (отношение R) [8] с учетом интерференции и относительных фаз между инклюзивными распадами ψ-состояний [9]. Поскольку BES использовал в фите модельные предсказания для ψ-распадов в двухчастичные очарованные конечные состояния, то и полученные таким образом параметры также являются модельно-зависимыми. Кроме того, в своем исследовании BES не ставил цели извлечь параметры векторных чармониеподобных состояний $Y(4008)$, $Y(4260)$, $Y(4360)$ и $Y(4660)$, обнаруженных после 2005 г. в e^+e^- аннигиляции в экспериментах BaBar [10–12] и Belle [13–17] в двухпионных переходах в легкие состояния чармония с использованием метода излучения из начального состояния (ISR). В отличие от $Y(4008)$, обнаруженного только в эксперименте Belle в конечном состоянии $J/\psi\pi^+\pi^-$, $Y(4260)$, распадающийся на $J/\psi\pi^+\pi^-$, а также $Y(4360)$ и $Y(4660)$, распадающиеся на $\psi(2S)\pi^+\pi^-$, на сегодняшний день считаются надежно установленными. Следует также отметить, что Y-состояния, лежащие выше порога открытого чарма не проявляются явно в виде пиков ни в полном адронном сечении, ни в эксклюзивных сечениях e^+e^- аннигиляции в конечные состояния с открытым чармом, измеренных позже (единственным векторным чармониеподобным состоянием, обнаруженным в виде пика на пороге в канале $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$, является состояние $X(4630)$ [18]). Однако нельзя исключить, что некоторые из Y-состояний могут проявляться как эффекты связанных каналов, предсказанные в работе [19].

Детальное исследование эксклюзивных сечений e^+e^- аннигиляции в различные конечные состояния с открытым чармом может помочь извлечь параметры ψ-состояний модельно-независимым образом и, следовательно, пролить свет на природу семейства Y-резонансов. Такие сечения были впервые измерены коллаборациями Belle [18, 20–24] и BaBar [25–27] на B-фабриках в широком диапазоне энергий $\sqrt{s} = 3.7 \div 5.0$ ГэВ, используя метод ISR, и CLEO [28] на чарм-фабрике, применив энергетический скан в более узком диапазоне $\sqrt{s} = 3.97 \div 4.26$ ГэВ. BaBar выполнил фитирование измеренных двухчастичных $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$ и $D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$ сечений с параметрами ψ-состояний, зафиксированными на табличные значения из Prticle Data Group (PDG) [29]. При этом были получены только отношения вероятностей распадов $\psi(4040)$, $\psi(4160)$ и $\psi(4415)$ в конечные состояния $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$. CLEO сравнил эксклюзивные сечения с предсказаниями потенциальных моделей [19], оказавшихся неспособными описать экспе-

1)e-mail: nefediev@itep.ru

риментальные данные. Belle представил сечения аннигиляции не только в двухчастичные, но и в трехчастичное ($D^0D^{(*)-}\pi^+$), а также в барионное ($\Lambda_c^+\Lambda_c^-$) конечные состояния и продемонстрировал, что сумма измеренных эксклюзивных сечений практически насыщает полное адронное сечение.

Было предпринято множество попыток описать измеренные эксклюзивные сечения [30–40]. При этом большинство авторов [30–37] интересовалось формой линии $\psi(3770)$ в реакции $e^+e^- \to D\bar{D}$, в то время как другие пытались описать состояние $\psi(4415)$ [38, 39] или извлечь параметры высших векторных состояний чармония [40]. Хотя эффекты связанных каналов и принимались во внимание некоторыми авторами [37–39], одновременная подгонка всех измеренных эксклюзивных сечений до сих пор не была выполнена.

В данной работе мы предлагаем подгонку к эксклюзивным сечениям e^+e^- аннигиляции в разнообразные конечные состояния с открытым чармом, основанную на модели связанных каналов. Наиболее точные и последовательные измерения e^+e^- аннигиляции в многочисленные двухчастичные конечные состояния во всем интервале энергий ниже 5 ГэВ были представлены коллаборацией Belle. Результаты BaBar находятся в хорошем согласии с измерениями Belle, но являются неполными для поставленной задачи и имеют несколько худшую точность. BES и CLEO представляют измерения лишь в нескольких точках скана по энергии, что не позволяет проследить поведение сечения во всем интервале. Таким образом, в этой работе используются только данные Belle, доступные в базе данных Durham [41].

Как показал Belle, сумма четырех каналов: $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$, $D\bar{D}\pi$ насыщает полное инклюзивное адронное сечение при $\sqrt{s} \lesssim 4.7$ ГэВ, поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением только данных четырех каналов и только данной области энергий.

Поскольку в каждом канале заряженные и нейтральные моды связаны друг с другом изоспиновой симметрией, являющейся весьма точной симметрией КХД, мы в явном виде различаем лишь моды D^+D^- и $D^0\bar{D}^0$, поскольку в обрабатываемых экспериментальных данных они представлены раздельно. Для всех остальных конечных состояний доступны только данные для заряженных мод, чьи вклады достаточно удвоить, чтобы учесть присутствие нейтральных мод. Как было показано Belle, в конечном состоянии $D\bar{D}\pi$ доминирует двухчастичный вклад $D\bar{D}_2$, поэтому, чтобы связать измеренное сечение $D^0D^-\pi^+$ с сечением $D\bar{D}_2$, первое поправляется на отношение вероятностей $\mathcal{B}(D_2 \to D\pi)/(\mathcal{B}(D_2 \to D\pi) + \mathcal{B}(D_2 \to D^*\pi))$ [29].

Наконец, при определении списка включаемых в расмотрение каналов с открытым чармом следует принять во внимание, что для канала $D^*\bar{D}^*$ разрешены 3 различные конечные состояния, а именно: относительная P-волна с полным спином мезонов $S=0$, P-волна с $S=2$, а также F-волна с $S=2$. Для удобства и во избежание путаницы учитываем их как независимые каналы. В результате мы работаем с набором из 16 каналов:

$$\begin{array}{ll} D\bar{D}, & 2 \text{ канала}, \\ D\bar{D}^*, & 4 \text{ канала}, \\ D_2\bar{D}, & 4 \text{ канала}, \\ [D^*\bar{D}^*]^P_{S=0}, & 2 \text{ канала}, \\ [D^*\bar{D}^*]^P_{S=2}, & 2 \text{ канала}, \\ [D^*\bar{D}^*]^F_{S=2}, & 2 \text{ канала}, \end{array} \tag{1}$$

рассматривая конечные состояния, связанные изоспиновой симметрией или зарядовым сопряжением, в качестве независимых. В дальнейшем изучаемые каналы обозначаются латинскими буквами i, j и так далее. В используемом изоспиновом пределе все параметры (кроме масс заряженных и нейтральные мезонов!) в изоспин- сопряженных каналах принимаются равными друг другу.

Ожидается, что реакции аннигиляции $e^+e^- \to D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$, изучаемые в данной работе, протекают через 5 промежуточных векторных резонансов:

$$\psi(2S),\ \psi(3770),\ \psi(4040),\ \psi(4160),\ \psi(4415), \tag{2}$$

которые обозначаются через ψ и нумеруются буквами греческого алфавита α, β и так далее.

Краеугольным камнем используемого подхода является сохранение унитарности на каждом этапе анализа данных. Это позволяет установить надлежащий формализм для самосогласованного описания всего объема данных по эксклюзивным каналам с открытым чармом, измеренным Belle (см. (1)), а также с наименьшей модельной зависимостью извлечь параметры векторных ψ-резонансов, перечисленных в формуле (2).

Поскольку вклады от очарованно-странных и трехчастичных $D^*\bar{D}\pi$ конечных состояний малы, а единственные доступные данные Belle для этих каналов имеют низкую точность, указанные конечные состояния не включены в настоящий анализ. В принципе, включение данных каналов в общий подход не составляет особого труда, однако такое включение привело бы к значительному увеличению числа свободных параметров, причем дополнительные параметры оказались бы лишь слабо ограничены, учитывая не очень высокую точность данных для дополнительных каналов. Важно заметить, что, пренебрегая этими каналами, мы несколько нарушаем унитарность, искажая таким образом результат, однако такое искажение веьма мало, при этом, в силу явной унитарности подхода, используемого в данной работе, оно остается полностью под контролем.

2. Модель связанных каналов. Традиционным способом анализа экспериментальных данных является использование для каждого пика отдельного распределения Брейта–Вигнера в сочетании с подходящим фоном. Следует заметить, однако, что такой подход может предоставить лишь очень ограниченную информацию о наблюдаемых состояниях. Действительно, с одной стороны, анализ каждого канала реакции по-отдельности не в полной мере использует информацию, содержащуюся в данных. Кроме того, параметры распределения Брейта–Вигнера зависят от реакции, а наивная алгебраическая сумма нескольких таких распределений нарушает унитарность. Дополнительной существенной проблемой формулы Брейта–Вигнера является то, что она в принципе не может описать пороговые явления, которые играют чрезвычайно важную роль для исследований выше порога открытого аромата.

Для построения альтернативного подхода рассмотрим амплитуду A в единицах Аргана:

$$S = 1 + 2iA \tag{3}$$

и воспользуемся формализмом K-матрицы, т.е. запишем:

$$A = K(1 - iK)^{-1}, \tag{4}$$

где эрмитовость K-матрицы гарантирует унитарность амплитуды:

$$AA^\dagger = \frac{1}{2i}(A - A^\dagger). \tag{5}$$

В рассматриваемой задаче K-матрицу можно параметризовать в виде

$$K_{ij} = \sum_\alpha G_{i\alpha}(s)\frac{1}{M_\alpha^2 - s}G_{j\alpha}(s), \tag{6}$$

где индексы i, j отвечают адронным каналам, а индекс α нумерует $\bar{c}c$ состояния с массами M_α. Формфакторы $G_{i\alpha}(s)$ определены как

$$G_{i\alpha}^2(s) = g_{i\alpha}^2 \frac{k_i^{2l_i+1}}{\sqrt{s}}\theta(s - s_i), \tag{7}$$

где $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда, l_i – угловой момент в i-ом адронном канале, а $s_i = (M_{1i} + M_{2i})^2$ есть его порог.

Тогда амплитуда A принимает вид

$$A_{ij} = \sum_{\alpha\beta} G_{i\alpha}(s)P_{\alpha\beta}(s)G_{j\beta}(s), \tag{8}$$

где

$$(P^{-1}(s))_{\alpha\beta} = (M_\alpha^2 - s)\delta_{\alpha\beta} - i\sum_m G_{m\alpha}G_{m\beta}. \tag{9}$$

Константа связи $g_{i\alpha}$ определена через соответствующую ширину распада векторного состояния ψ_α в i-й канал с открытым чармом $[D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]_i$, задаваемую формулой

$$\Gamma_{i\alpha} \equiv \Gamma(\psi_\alpha \to [D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]_i) = \frac{g_{i\alpha}^2}{M_\alpha^2}[p_i(M_\alpha)]^{2l_i+1}, \tag{10}$$

где $p_i(M_\alpha) = \lambda^{1/2}(M_\alpha^2, m^2_{D_i^{(*)}}, m^2_{\bar{D}_i^{(*)}})/(2M_\alpha)$ – импульс продуктов распада в системе покоя распадающегося состояния, а l_i – угловой момент в конечном состоянии. В частности, $l_i = 1$ для $i = D^+D^-$, $D^0\bar{D}^0$, D^+D^{*-}, $[D^{*+}D^{*-}]^P_{S=0}$ и $[D^{*+}D^{*-}]^P_{S=2}$, $l_i = 2$ для конечного состояния $D_2^+D^-$ и, наконец, $l_i = 3$ для канала $[D^{*+}D^{*-}]^F_{S=2}$.

В модели векторной доминантности (VDM) амплитуда аннигиляции $\psi_\alpha \to \gamma^* \to e^+e^-$ можно представить как

$$\mathcal{M}(\psi_\alpha \to e^+e^-) = \frac{g_{e\alpha}}{M_\alpha^2}(\bar{u}\gamma_\mu v)\epsilon^\mu, \tag{11}$$

где u, v – соответственно волновые функции электрона и позитрона, ϵ_μ и M_α – вектор поляризации и масса резонанса ψ_α, e – заряд электрона (мы работаем в системе единиц Хевисайда, $\alpha = e^2/(4\pi)$), и $g_{e\alpha}$ – константа связи ψ с фотоном. В результате для соответствующей электронной ширины ψ_α нетрудно найти:

$$\Gamma_{e\alpha} \equiv \Gamma(\psi_\alpha \to e^+e^-) = \frac{\alpha g_{e\alpha}^2}{3M_\alpha^3}. \tag{12}$$

Тогда для полного сечения процесса аннигиляции $e^+e^- \to [D^{(*)}\bar{D}^{(*)}]_i$ имеем:

$$\sigma_i(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{5/2}}[p_i(s)]^{2l_i+1}\left|\sum_{\alpha,\beta} g_{e\alpha}P_{\alpha\beta}(s)g_{i\beta}\right|^2, \tag{13}$$

где обратная матрица к матрице пропагаторов P определена в формуле (9).

Таким образом, можно видеть, что набор из 16 каналов с открытым чармом (см. (1)) описывается 40 параметрами:

$$\{M_\alpha,\ \Gamma_{e\alpha},\ g_{i\alpha}\},\quad \alpha = \overline{1,5},\quad i = \overline{1,16}, \tag{14}$$

где для удобства вместо констант связи $g_{e\alpha}$ в качестве свободных параметров используются электронные ширины $\Gamma_{e\alpha}$ – см. определение в формуле (12). Как было указано выше, в силу изоспиновой симметрии, параметры модели для изоспиново-сопряженных каналов совпадают друг с другом (за исключением масс мезонов).

В процессе фитирования проявилась существенная проблема с каналом $D^*\bar{D}^*$, амплитуда перехода в который приобретает 3 независимых вклада от 3-х различных комбинаций спиральностей D^*. Как было отмечено выше, 2 из них соответствуют P-волне в системе двух D^*-мезонов с суммарным спином, равным 0 или 2, а третий отвечает F-волне с полным спином $S = 2$. В то время, как эти 3 вклада рассматриваются в качестве 3 независимых каналов (см. (1)), имеющиеся экспериментальные данные содержат лишь их сумму. Таким образом, фит, в соответствии с естественными ожиданиями, не в состоянии надежно разложить эксклюзивное сечение аннигиляции в $D^*\bar{D}^*$ на указанные 3 компоненты.

Чтобы нивелировать влияние данной проблемы на качество описания данных, на фит накладываются некоторые ограничения, следующие из симметрии спина тяжелого кварка (HQSS). В частности, в подгонке используются вытекающие из HQSS соотношения между константами связи как для S-волновых, так и для D-волновых векторных состояний чармония, для которых нетрудно установить следующие разложения:

$$|^3S_1\rangle = -\frac{1}{2\sqrt{3}}|D\bar{D}\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}}|D\bar{D}^*\rangle_- - \\ - \frac{1}{6}|D^*\bar{D}^*\rangle_{P0} + \frac{\sqrt{5}}{3}|D^*\bar{D}^*\rangle_{P2}, \quad (15)$$

$$|^3D_1\rangle = \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}}|D\bar{D}\rangle + \frac{\sqrt{5}}{2\sqrt{3}}|D\bar{D}^*\rangle_- + \frac{\sqrt{5}}{6}|D^*\bar{D}^*\rangle_{P0} - \\ - \frac{1}{6}|D^*\bar{D}^*\rangle_{P2}, \quad (16)$$

где через $|D\bar{D}^*\rangle_-$ обозначена C-нечетная комбинация волновых функций, а нижние индексы $P0$ и $P2$ обозначают две различные компоненты волновой функции системы $D^*\bar{D}^*$ в P-волне – см. формулу (1).

В дальнейшем предполагается, что $\psi(2S) \equiv \psi_1$, $\psi(4040) \equiv \psi_3$ и $\psi(4415) \equiv \psi_5$ являются, в основном, $^3S_1$ состояниями, а $\psi(3770) \equiv \psi_2$ и $\psi(4160) \equiv \psi_4$ – напротив, в основном $^3D_1$ состояниями, что позволяет воспользоваться соотношениями (15), (16) и связать между собой их P-волновые константы распада по различным модам канала $D^*\bar{D}^*$:

$$g_{[D^*\bar{D}^*]_{P2},\alpha} = -\sqrt{20}\, g_{[D^*\bar{D}^*]_{P0},\alpha}, \quad \alpha = 1,3,5, \\ g_{[D^*\bar{D}^*]_{P0},\alpha} = -\sqrt{5}\, g_{[D^*\bar{D}^*]_{P2},\alpha}, \quad \alpha = 2,4. \quad (17)$$

Таким образом, количество оставшихся свободных параметров модели уменьшается до 35.

Следует заметить, что описание этого же набора данных в терминах наивных сумм 5 функций Брейта–Вигнера в каждом канале требует 15 параметров на канал (5 масс, 5 ширин, 4 относительных фазы, а также общую нормировку), это дает в сумме 75 параметров. Нетрудно видеть, что используемый в данной работе унитарный подход, а также ограничения на основе симметрии спина тяжелого кварка уменьшают число свободных параметров фита более чем в 2 раза.

Для масс D-мезонов в фите используются стандартные значения [29]:

$$m_{D^0} = 1864.83 \text{ МэВ}, \; m_{D^\pm} = 1869.5 \text{ МэВ}, \\ m_{D^{*0}} = 2006.85 \text{ МэВ}, \; m_{D^{*\pm}} = 2010.26 \text{ МэВ}, \quad (18) \\ m_{D_2^\pm} = 2465.4 \text{ МэВ}.$$

3. Фит к экспериментальным данным. Мы проверили согласованность модели с имеющимися экспериментальными данными и построили одновременный фит для эксклюзивных сечений рождения открытого чарма в e^+e^- аннигиляции в интервале, соответствующем известным ψ-состояниям. Фит минимизирует функцию $\chi^2_{\rm exp}$, определенную как сумму членов вида $(\sigma_{\rm exp}-FF)^2/\delta^2_{\rm exp}$, взятых для всех экспериментальных точек Belle. Здесь FF есть фитирующая функция для заданного канала, определенная в уравнении (13), а $\sigma_{\rm exp}$ и $\delta_{\rm exp}$ – соответственно экспериментальное значения сечения и его ошибка. Статистические и систематические экспериментальные погрешности данных Belle суммируются квадратично.

Как известно, влияние подпорогового состояния $\psi(2S)$ на форму линии в канале $D\bar{D}$ велико, поэтому в подгонке учитываются вклады всех 5 ψ-резонансов из (2), а их константы связи с открытыми каналами (с наложенными ограничениями, следующими из HQSS) рассматриваются в качестве свободных параметров. При этом, как упоминалось выше, мы кладем константы связи с нейтральным и соответствующим ему заряженным каналами равными друг другу и аналогично поступаем с константами связи с зарядово-сопряженными конечными состояниями. В то же время, формы сечений для нейтральных и заряженных мод вблизи порога несколько различаются из-за разных фазовых объемов (как указывалось ранее, мы различам массы нейтральных и заряженных мезонов). Поскольку модель учитывает только двухчастичные конечные состояния, предполагается, что распад в трехчастичное состояние $D\bar{D}\pi$ всецело про-

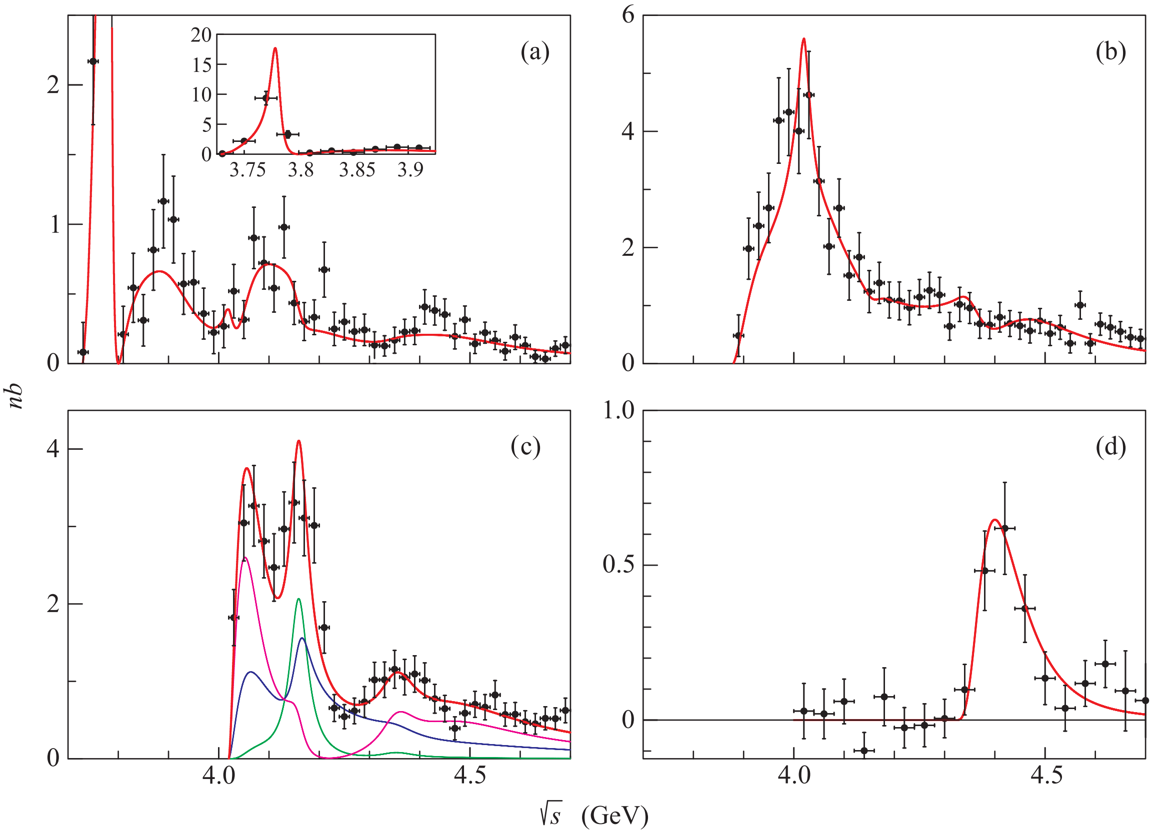

Рис. 1. (Цветной онлайн) Эксклюзивные сечения для процесса аннигиляции $e^+e^- \to D\bar{D}$ ($[e^+e^- \to D^+D^-] + [e^+e^- \to \to D^0\bar{D}^0]$) (a), $e^+e^- \to D^+D^{*-}$ (b), $e^+e^- \to D^{*+}D^{*-}$ (c) и $e^+e^- \to D\bar{D}\pi$ ($[e^+e^- \to D^0D^-\pi^+] + [e^+e^- \to \bar{D}^0D^+\pi^-]$) (d). На всех рисунках точками с погрешностями показаны экспериментальные данные Belle [41], а красными кривыми – результаты фита. На рисунке (c) синяя, зеленая и пурпурная тонкие кривые показывают вклады в конечное состояние $D^{*+}D^{*-}$ от P-волны с $S=0$, от P-волны с $S=2$ и от F-волны с $S=0$ соответственно

текает через промежуточное состояние $D\bar{D}_2$, что хорошо согласуется с результатом выполненного Belle исследования резонансной структуры в канале $D\bar{D}\pi$.

Резонанс $\psi(2S)$ лежит значительно ниже порога рассматриваемых каналов, поэтому мы вынуждены зафиксировать его массу и электронную ширину на соответствующие значения из PDG [29]. Более того, мы требуем, чтобы полная ширина $\psi(2S)$ также совпадала со значением из PDG. Технически для этой цели используется вспомогательный канал, не связанный с другими ψ-резонансами, который позволяет обеспечить требуемую форму линии $\psi(2S)$ вблизи соответствующего полюса. При этом никаких ограничений на константы связи $\psi(2S)$ с каналами открытого чарма не накладывается. Таким образом, полное число свободных параметров фита сокращается до значения 33, являющегося окончательным.

Фит искусственно ограничивается разумными с феноменологической точки зрения значениями масс и электронных ширин ψ-резонансов, близкими к приведенным в PDG. Более того, мы дополнительно требуем, чтобы полная ширина ψ-резонансов была достаточно мала. Указанные требования достигаются добавлением в χ^2 новых членов:

$$\chi^2_{\rm tot} = \chi^2_{\rm exp} + \sum_{\alpha=1}^{5} \left\{ \left(\frac{M_\alpha - M_\alpha^{\rm PDG}}{50\ \text{МэВ}} \right)^2 + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\Gamma_{e\alpha} - \Gamma_{e\alpha}^{\rm PDG}}{0.5\ \text{МэВ}} \right)^2 + \left(\frac{\sum_{i=1}^{16} \Gamma_{i\alpha}}{200\ \text{МэВ}} \right)^2 \right\}, \qquad (19)$$

где индексы i и α нумеруют каналы открытого чарма (1) и ψ-резонансы (2) соответственно. Выражения для ширин даны в формулах (10), (12). Использованная добавка не позволяет фиту слишком сильно отклоняться от значений масс и ширин, приведенных в PDG, а также неограниченно увеличивать ширину резонансов и, как результат, сходиться к нефизическим минимумам.

Таблица 1. Параметры ψ-резонансов, извлеченные из фита к данным Belle. Параметры, помеченные звездочкой, зафиксированы на соответствующие значения из PDG [29]

	ψ_1	ψ_2	ψ_3	ψ_4	ψ_5
Название в PDG	$\psi(2S)$	$\psi(3770)$	$\psi(4040)$	$\psi(4160)$	$\psi(4415)$
M, МэВ	3686*	3782 ± 1	4115 ± 14	4170 ± 7	4515 ± 18
Константы связи $g_{i\alpha}$ ($\alpha = 1 \ldots 5$, $i = D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и т.д. — см. (1))					
$D\bar{D}$	3.0 ± 0.3	-1.8 ± 0.3	-0.1 ± 0.1	0.3 ± 0.1	-0.1 ± 0.1
$D\bar{D}^*$	-4.7 ± 0.5	-3.1 ± 0.3	2.4 ± 0.2	-0.0 ± 0.7	-0.7 ± 0.2
$[D^*\bar{D}^*]^P_{S=0}$	4.8 ± 0.5	6.9 ± 0.9	-0.1 ± 0.2	0.6 ± 0.5	-0.3 ± 0.1
$[D^*\bar{D}^*]^P_{S=2}$	-21.7 ± -2.3	-3.1 ± -0.4	0.5 ± 0.9	-0.3 ± -0.2	1.5 ± -0.3
$[D^*\bar{D}^*]^F_{S=2}$, МэВ$^{-2}$	62.2 ± 15.1	-1.6 ± 5.4	-1.0 ± 2.8	8.0 ± 1.4	0.2 ± 0.6
$D_2\bar{D}$, МэВ$^{-1}$	-8.2 ± 29.3	25.2 ± 7.7	-23.5 ± 3.3	-1.0 ± 7.4	-1.5 ± 1.4
Парциальные ширины $\Gamma_{i\alpha}$, МэВ					
e^+e^-	2.354*	0.2 ± 0.0	1.6 ± 0.3	0.7 ± 0.4	1.4 ± 0.3
D^+D^-	-	5.6 ± 1.7	0.4 ± 0.8	4.3 ± 2.6	0.5 ± 1.0
$D^0\bar{D}^0$	-	7.5 ± 2.2	0.4 ± 0.8	4.5 ± 2.7	0.5 ± 1.0
D^+D^{*-}	-	-	110.7 ± 23.5	0.0 ± 0.5	32.8 ± 17.4
$[D^*\bar{D}^*]^P_{S=0}$	-	-	0.1 ± 0.2	3.6 ± 6.5	5.9 ± 2.6
$[D^*\bar{D}^*]^P_{S=2}$	-	-	1.2 ± 6.8	0.7 ± 0.3	118.0 ± 729.4
$[D^*\bar{D}^*]^F_{S=2}$	-	-	0.2 ± 1.0	58.6 ± 22.9	2.3 ± 14.2
$D_2^+D^-$	-	-	-	-	11.7 ± 21.1

В процессе фитирования функцией, имеющей 33 свободных параметра, описывался набор из 191 экспериментальной точки, относящихся к пяти различным каналам открытого чарма. При этом были обнаружены множественные локальные минимумы функционала $\chi^2_{\rm tot}$, разделенные барьерами в пространстве параметров и, как следствие, не связанные между собой непрерывной кривой, так что фит не в состоянии автоматически переходить из домена с плохим значением $\chi^2_{\rm tot}$ в домен с лучшим значением. Для поиска глобального минимума случайным образом генерировались 10^4 наборов начальных значений констант связи, которые затем использовались в качестве затравочных значений для автоматического фита. При этом начальные значения масс и электронных ширин ψ-резонансов фиксировались на соответствующие значения из PDG, а затем полностью отпускались в качестве свободных параметров. Среди всех найденных минимумов $\chi^2_{\rm tot}$ выбирался фит с лучшим значением $\chi^2_{\rm exp}$.

Наилучший найденный фит имеет $\chi^2_{\rm exp} = 158$, что соответствует практически идеальному описанию данных, с учетом того, что количество экспериментальных точек равно 191, а число параметров – 33. Формы сечений, отвечающие данному фиту, показаны на рис. 1, а соответствующие параметры перечислены в табл. 1. Там же для удобства дополнительно приведены парциальные ширины ψ-резонансов (10) во всех изученных каналах.

Сделаем несколько заключительных замечаний о процедуре фитирования. Как указывалась выше, хвост $\psi(2S)$-резонанса обеспечивает важный вклад, игнорировать который нельзя. Тем не менее, как нам удалось установить, форма линии $\psi(2S)$ влияет лишь на значения констант связи данного резонанса с каналами открытого чарма, тогда как общее качество фита при этом не меняется.

Также необходимо отметить, что качество существующих данных не дает возможности проверить точность выполнения требований симметрии спина тяжелого кварка в рассматриваемой системе, как это было сделано, например, в работах [42, 43], где подобный анализ проводился для околопороговых состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в спектре боттомония. Таким образом, в настоящей работе ограничения (17) используются исключительно с целью уменьшения числа свободных параметров фита. Тем не менее, проверка HQSS должна стать возможной после получения более точных данных в будущем.

4. Заключение. В данной работе подход связанных каналов использовался для одновременного описания данных по большинству каналов открытого чарма, измеренных Belle в широком диапазоне энергий $\sqrt{s} = 3.7 \div 4.7$ ГэВ. Основным преимуществом предлагаемого подхода по сравнению с предыдущими работами является сохранение унитарности с точностью до незначительного вклада каналов, содержащих очарованно-странные мезоны, а также многочастичных каналов. При этом было непосредственно проверено, что при включении в модель канала $D_s^+D_s^-$ общее качество описания данных улучшается лишь незначительно. Использование требований симметрии спина тяжелого кварка позволяет связать параметры в различных каналах и, как результат, значительно уменьшить полное число свободных параметров фита. Основной вывод работы состоит в том, что предложенный метод действительно позволяет одновременно и с высокой точностью описать все имеющиеся экспериментальные данные по e^+e^- аннигиляции в каналы с открытым чармом. Наличие множественных локальных минимумов χ^2 следует, в первую очередь, отнести на счет относительно низкого качества существующих данных, что также затрудняет непосредственную интерпретацию извлеченных из фита параметров ψ-резонансов. Тем не менее, ожидается, что ситуация должна значительно улучшиться с появлением новых данных по рождению чарма в e^+e^- аннигиляции.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант # 15-12-30014).

---

1. J. Siegrist, G. S. Abrams, A. M. Boyarski et al. (MARK-I Collaboration), Phys. Rev. Lett. **36**, 700 (1976).
2. P. A. Rapidis, B. Gobbi, D. Lüke et al. (MARK-I Collaboration), Phys. Rev. Lett. **39**, 526 (1977), Erratum-ibid. **39**, 974 (1977).
3. R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn et al. (DASP Collaboration), Phys. Lett. B **76**, 361 (1978).
4. W. Bacino, A. Baumgarten, L. Birkwood et al. (DELCO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **40**, 671 (1978).
5. R. H. Schindler, J. L. Siegrist, M. S. Alam et al. (MARK-II Collaboration), Phys. Rev. D **21**, 2716 (1980).
6. K. K. Seth, Phys. Rev. D **72**, 017501 (2005).
7. A. Osterheld, R. Hofstadter, R. Horisberger et al. (Crystal Ball Collaboration), SLAC-PUB-4160 (1986).
8. J. Z. Bai, Y. Ban, J. G. Bian et al. (BES Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 101802 (2002).
9. M. Ablikim, J. Z. Bai, Y. Ban et al. (BES Collaboration), Phys. Lett. B **660**, 315 (2008).
10. B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 142001 (2005).
11. B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. (BaBar Collaboration), arXiv:0808.1543 (2008).
12. B. Aubert, R. Barate, M. Bona, et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 212001 (2007).
13. K. Abe, K. Abe, I. Adachi et al. (Belle Collaboration), hep-ex/0612006.
14. C. Z. Yuan, C. P. Shen, P. Wang et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 182004 (2007).
15. X. L. Wang, C. Z. Yuan, C. P. Shen et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 142002 (2007).
16. X. L. Wang, C. Z. Yuan, C. P. Shen et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **91**, 112007 (2015).
17. Z. Q. Liu, C. P. Shen, C. Z. Yuan et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **110**, 252002 (2013).
18. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **101**, 172001 (2008).
19. E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T. M. Yan, Phys. Rev. D **21**, 203 (1980).
20. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 011103 (2008).
21. K. Abe, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 092001 (2007).
22. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 062001 (2008).
23. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 091101 (2009).
24. G. Pakhlova, I. Adachi, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **83**, 011101 (2011).
25. B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 111105 (2007).
26. B. Aubert, Y. Karyotakis, J. P. Lees et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 092001 (2009).
27. P. A. Sanchez, J. P. Lees, V. Poireau et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 052004 (2010).
28. D. Cronin-Hennessy, K. Y. Gao, J. Hietala et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 072001 (2009).
29. K. A. Olive, K. Agashe, C. Amsler et al. (Particle Data Group Collaboration), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
30. H. B. Li, X. S. Qin, and M. Z. Yang, Phys. Rev. D **81**, 011501 (2010).
31. X. Cao and H. Lenske, arXiv:1408.5600 [nucl-th].
32. X. Cao and H. Lenske, arXiv:1410.1375 [nucl-th].
33. A. Limphirat, W. Sreethawong, K. Khosonthongkee, and Y. Yan, Phys. Rev. D **89**, 054030 (2014).
34. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **86**, 114013 (2012).
35. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **87**, 057502 (2013).
36. Y. J. Zhang and Q. Zhao, Phys. Rev. D **81**, 034011 (2010).
37. Y. J. Zhang and Q. Zhao, Phys. Rev. D **81**, 074016 (2010).
38. J. Segovia, D. R. Entem, and F. Fernandez, Phys. Rev. D **83**, 114018 (2011).
39. J. Segovia, D. R. Entem, F. Fernandez, and E. Hernandez, Int. J. Mod. Phys. E **22**, 1330026 (2013).
40. E. van Beveren, G. Rupp, and J. Segovia, Phys. Rev. Lett. **105**, 102001 (2010).
41. Durham database, http://durpdg.dur.ac.uk/review/rsig/BELLE.shtml
42. C. Hanhart, Yu. S. Kalashnikova, P. Matuschek, R. V. Mizuk, A. V. Nefediev, and Q. Wang, Phys. Rev. Lett. **115**, 202001 (2015).
43. F.-K. Guo, C. Hanhart, Yu. S. Kalashnikova, P. Matuschek, R. V. Mizuk, A. V. Nefediev, Q. Wang, and J.-L. Wynen, Phys. Rev. D **93**, 074031 (2016).