

УГЛОВОЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow D^{(*)\pm}D^{*\mp}$
ВБЛИЗИ ПОРОГА РОЖДЕНИЯ ОТКРЫТОГО ЧАРМА
С ИЗЛУЧЕНИЕМ В НАЧАЛЬНОМ СОСТОЯНИИ

В. И. Жукова

В работе представлены результаты измерения эксклюзивного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^{()\pm}D^{*\mp}$ вблизи порога рождения открытого чарма с излучением в начальном состоянии. Анализ основан на экспериментальных данных, набранных детектором Belle при энергиях \sqrt{s} , равных энергиям рождения $\Upsilon(4S)$, $\Upsilon(5S)$ и близлежащего континуума, соответствующих интегральной светимости 951 fb^{-1} . Точность измерения сечений улучшена в два раза по сравнению с предыдущими результатами коллаборации Belle. Для конечного состояния $D^{*+}D^{*-}$ впервые проведён угловой анализ, в результате которого сечение разложено на три компонента, соответствующие возможным комбинациям поляризаций D^* -мезонов в конечном состоянии.*

Ключевые слова: чармоний, электрон-позитронная аннигиляция, угловой анализ.

Несмотря на многочисленные усилия экспериментаторов и теоретиков, природу и свойства векторных состояний чармония, лежащих выше порога рождения открытого чарма, нельзя считать полностью изученными. Долгое время значения масс и ширин таких резонансов определялись из анализа инклюзивного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны [1]. Однако определённые таким образом параметры являются модельно-зависимыми и извлекаются с большими статистическими неопределённостями. Напротив, измерение эксклюзивных сечений позволит не только определить значения масс и ширин векторных состояний чармония модельно-независимым образом, но также извлечь константы их связи с упругими каналами с открытым чармом [2]. Это позволит получить информацию о волновых функциях векторного чармония и даст возможность проверить феноменологические модели тяжёлых адронов.

Анализ основан на данных, набранных детектором Belle при энергиях рождения $\Upsilon(4S)$, $\Upsilon(5S)$ и близлежащего континуума, соответствующих интегральной светимости 951 fb^{-1} .

Метод. Для отбора сигнальных событий использовался метод частичной реконструкции конечного состояния. В частности, восстанавливался энергетичный фотон и один очарованный мезон (D -мезон для процесса $e^+e^- \rightarrow DD^*$ и D^* – для $e^+e^- \rightarrow D^*D^*$). Для сигнальных событий распределение масс отдачи к комбинации $D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}$

$$M_{\text{recoil}} = \sqrt{(E_{c.m.} - E_{D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}})^2 - p_{D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}}^2} \quad (1)$$

имеет пик вблизи значения массы D^* -мезона. Здесь γ_{ISR} – фотон, испущенный до аннигиляции, $E_{c.m.}$ есть энергия в системе центра масс, а $E_{D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}}$ и $p_{D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}}$ есть энергия и импульс системы $D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}$. Согласно результатам Монте-Карло моделирования этот пик ожидается широким и асимметричным из-за плохого определения импульса фотона. Таким образом, становится невозможным различить сигналы, соответствующие D -, D^* - и D^{**} -мезонам в конечном состоянии. Чтобы избежать этой проблемы, восстанавливался мягкий пион (π_{slow}) от распада второго D^* . В этом случае распределение разности масс отдачи к комбинациям $D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}$ и $D^{(*)}\pi\gamma_{\text{ISR}}$:

$$\Delta M_{\text{recoil}} = M_{\text{rec}}(D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}) - M_{\text{rec}}(D^{(*)}\pi\gamma_{\text{ISR}}) \quad (2)$$

имеет узкий пик вблизи разности масс D^{*+} - и D^0 -мезонов, поскольку неопределённость в определении импульса фотона частично сокращается.

Для вычисления эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D^{*+}D^{*-}$ и $e^+e^- \rightarrow D^+D^{*-}$ необходимо измерить массовый спектр комбинации $D^{(*)}\bar{D}^*$. При частичной реконструкции конечного состояния, когда один из очарованных мезонов не восстанавливается, можно считать, что масса комбинации $D^{(*)}D^*$ эквивалентна массе отдачи к γ_{ISR} :

$$M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{ISR}}) = \sqrt{(E_{c.m.}^2 - 2E_{c.m.} \cdot E_{\gamma_{\text{ISR}}})}. \quad (3)$$

Согласно результатам Монте-Карло моделирования разрешение по массе отдачи к γ_{ISR} недостаточно для изучения узких состояний чармония в спектре масс $D^{(*)}\bar{D}^*$. Это разрешение можно улучшить, если подобрать все параметры так, чтобы значение массы отдачи к комбинации $D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}$ равнялось табличному значению массы D^* -мезона. Такая процедура подгонки использует хорошо измеренный импульс восстановленного $D^{(*)}$ -мезона, чтобы поправить импульс фотона. После такой процедуры разрешение по $M_{\text{rec}}(\gamma_{\text{ISR}})$ существенно улучшается.

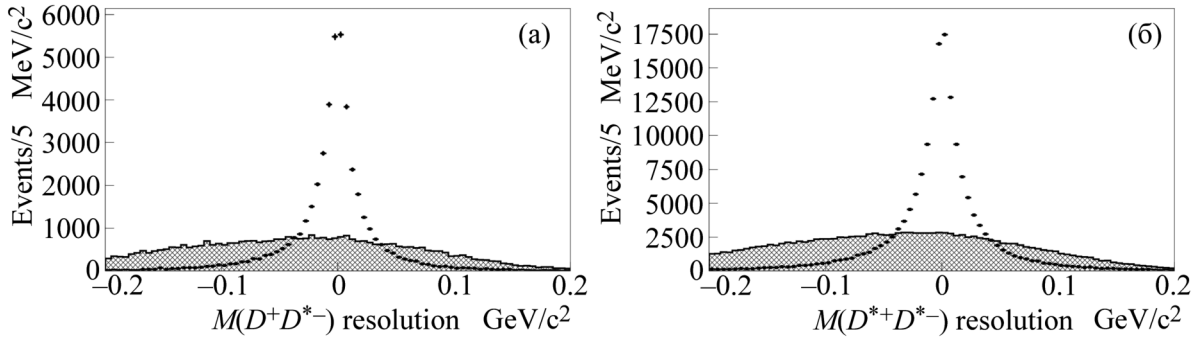


Рис. 1: Разрешение по массе отдачи γ_{ISR} для процессов (а) $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$ и (б) $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ до (заштрихованная гистограмма) и после (точки с ошибками) процедуры сведения $M_{rec}(D^{(*)}\gamma_{ISR})$ к M_{D^*} .

Анализ. В исследуемые процессы вносят вклад следующие источники фона:

- 1) комбинаторные $D^{(*)}$ -кандидаты;
- 2) реальные $D^{(*)}$ -мезоны в сочетании с комбинаторными π -мезонами;
- 3) и $D^{(*)}$, и π_{slow} в конечном состоянии комбинаторные;
- 4) отражение процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^* \pi_{miss}^0 \gamma_{ISR}$ с потерянным π_{lost}^0 ;
- 5) вклад процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^* \pi_{fast}^0$, в котором π_{fast}^0 идентифицирован как γ_{ISR} .

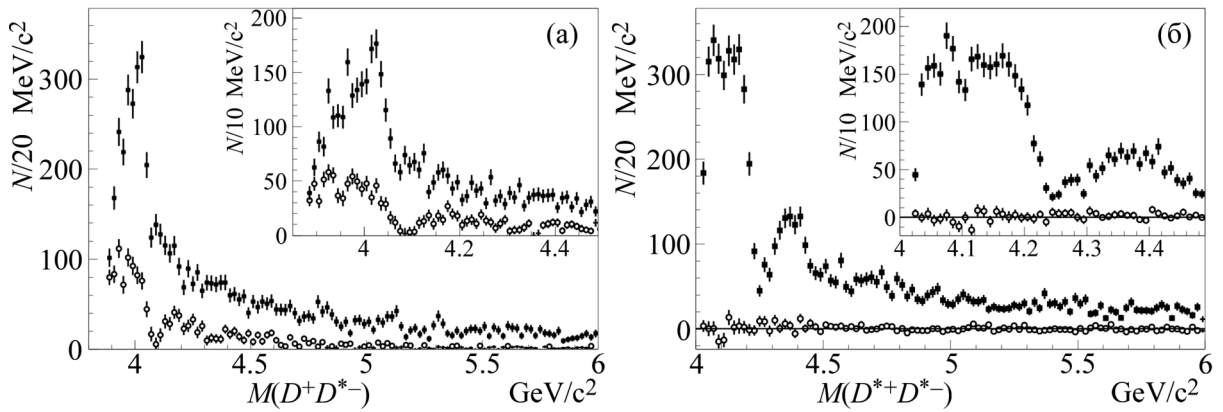


Рис. 2: Спектр инвариантных масс (а) $M(D\bar{D}^*)$ и (б) $M(D^*D^*)$ после вычитания комбинаторного фона. Вклад процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}D^* \pi_{miss}^0 \gamma_{ISR}$ показан пустыми кружками. На вставках представлены соответствующие распределения с вдвое меньшим бином.

Чтобы оценить вклад от комбинаторного фона (1)–(3), мы использовали двумерное распределение массы $D^{(*)}$ -кандидатов относительно разности масс отдачи к комбинациям $D^*\gamma_{\text{ISR}}$ и $D^*\pi_{\text{slow}}^0\gamma_{\text{ISR}}$. Значительная часть вклада от процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}D^*\pi_{\text{miss}}^0\gamma_{\text{ISR}}$ подавлена ограничением на $M_{\text{recoil}}(D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}) \quad |M_{\text{recoil}}(D^{(*)}\gamma_{\text{ISR}}) - M_{D^*}| < 300 \text{ МэВ}$. Оставшийся вклад можно получить, измерив изоспин-сопряженный процесс $e^+e^- \rightarrow D^{*0}D^{*-}\pi_{\text{miss}}^+\gamma_{\text{ISR}}$ и применив к нему аналогичный метод частичной реконструкции. Измеренные массовые спектры после вычитания комбинаторного фона представлены на рис. 2. Вклад фона (5) определялся из измерения процесса $e^+e^- \rightarrow D^{(*)}\bar{D}^*\pi_{\text{fast}}^0$ с использованием метода частичного восстановления с заменой γ_{ISR} на энергетичный пион π_{fast}^0 . Такой вклад оказался пренебрежимо мал, а неопределённость его оценки включена в систематическую ошибку.

Полученные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$ и $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ представлены на рис. 3.

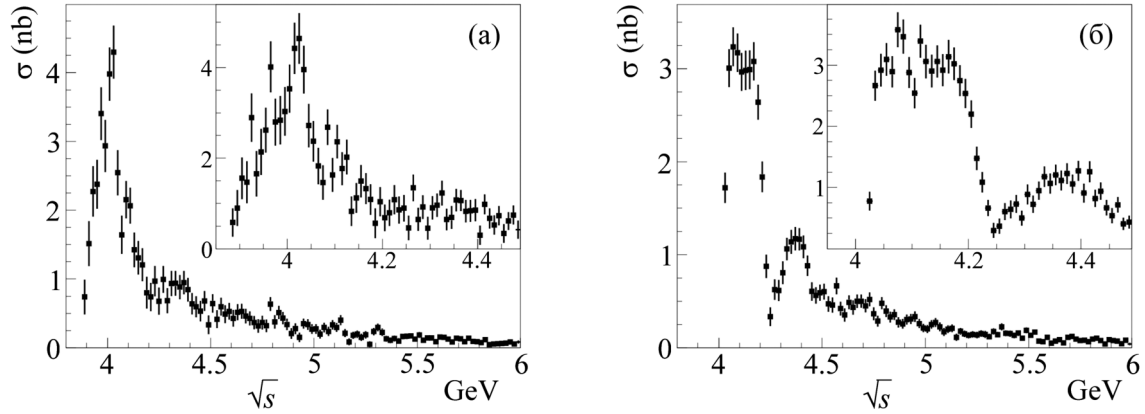


Рис. 3: Эксклюзивное сечение процесса (а) $M(D\bar{D}^*)$ и (б) $M(D^*\bar{D}^*)$. На вставках представлены соответствующие распределения с вдвое меньшим бином.

Для процесса $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ большой интерес представляет разложение сечения на составляющие, отвечающие трем различным поляризованным конечным состояниям. Начнём с углового анализа процесса $e^+e^- \rightarrow D\bar{D}^*$, в котором поляризация конечного D^* -мезона однозначно определяется законами сохранения импульса и чётности. Полученное разложение сечения на компоненты показано на рис. 4. Как и ожидалось, продольная компонента сечения флуктуирует вокруг нуля.

В процессе $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ каждый из D^* -мезонов может быть поляризован продольно или поперечно (L и T соответственно). Иначе говоря, конечное состояние $D^*\bar{D}^*$ является смесью состояний $D_T^*\bar{D}_T^*$, $D_T^*\bar{D}_L^*$ и $D_L^*\bar{D}_L^*$. Полученные компоненты сечения (рис. 5) процесса $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$ имеют достаточно сложную форму. В частности, вблизи порога

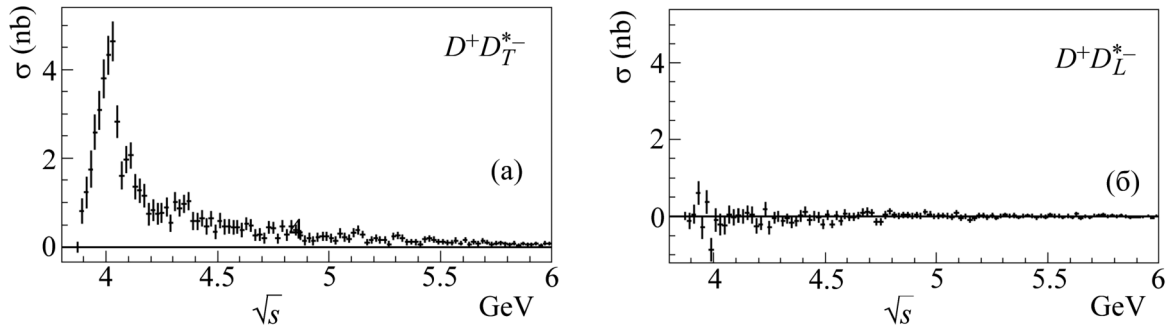


Рис. 4: Компоненты эксклюзивного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow DD^*$, соответствующие (а) поперечной и (б) продольной поляризациям D^* -мезона.

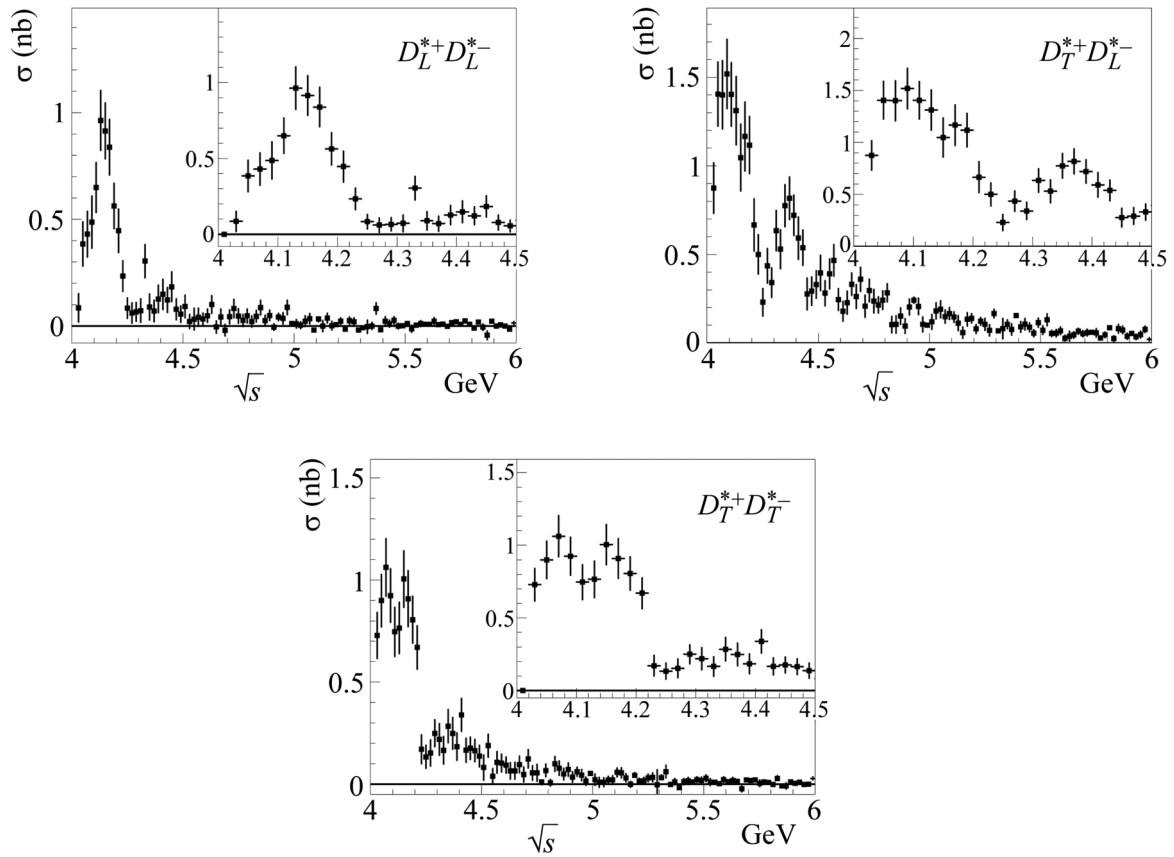


Рис. 5: Компоненты эксклюзивного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow D^*\bar{D}^*$, соответствующие различным комбинациям поляризаций D^* -мезонов.

TT - и TL -компоненты быстро растут, в отличие от LL -компоненты. Кроме того, лишь одна из компонент (TL) не исчезает при больших энергиях.

Заключение. В работе представлены результаты измерения массовых спектров комбинаций $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$, а также их эксклюзивных сечений. Полученные результаты хорошо согласуются с предыдущими измерениями коллаборации Belle [3], а точность измерения увеличена вдвое благодаря увеличению статистики, набранной детектором Belle, улучшению эффективности восстановления заряженных треков и добавлению новых каналов восстановления D -мезонов. Для конечного состояния $D^*\bar{D}^*$ впервые проведен угловой анализ, который позволил разложить сечение на три компоненты, соответствующие возможным комбинациям поляризаций D^* -мезонов. Показано, что эти компоненты по-разному ведут себя вблизи порога, а также что только одна из них (TL -компонента) выживает при больших энергиях.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-32-00091).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).
- [2] T. V. Uglov, Y. S. Kalashnikova, A. V. Nefediev, et al., *JETP Letters* **105**, 1, 3 (2017).
- [3] G. Pakhlova et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **98**, 092001 (2007).

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

После доработки 18 марта 2019 г.

Принята к публикации 18 марта 2019 г.

Публикуется по результатам VII межинститутской молодежной конференции “Физика элементарных частиц и космология 2018” (ФИАН, Москва).