

*На правах рукописи*

МАТВИЕНКО Дмитрий Владимирович

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$   
С ДЕТЕКТОРОМ BELLE

01.04.16 – физика атомного ядра  
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

НОВОСИБИРСК-2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

#### НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

**КУЗЬМИН** — доктор физико-математических наук,  
Александр Степанович Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.

#### ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

**КОЖЕВНИКОВ** — доктор физико-математических наук,  
Аркадий Алексеевич Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт математики им. С.Л. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск, ведущий научный сотрудник лаборатории теоретической физики.

**КУДЕНКО** — доктор физико-математических наук,  
Юрий Григорьевич профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, г. Москва, заведующий отделом физики высоких энергий.

**ВЕДУЩАЯ** — Федеральное государственное бюджетное  
**ОРГАНИЗАЦИЯ** учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, г. Москва.

Защита диссертации состоится « 26 » декабря 2016 г. в « 12:15 » часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
доктор физ.-мат. наук, профессор

В.С. Фадин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы

Физика  $B$ -мезонов является неотъемлемой составляющей физики элементарных частиц. Уникальность  $B$ -мезонов состоит в их строении. Они являются связанным состоянием тяжелого  $b$  кварка и легкого антикварка ( $\bar{u}$  или  $\bar{d}$ ). Несмотря на то, что связанное состояние обеспечивается сильным взаимодействием,  $B$ -мезоны распадаются только за счет слабого взаимодействия.

Распады  $B$ -мезонов идут преимущественно через  $b \rightarrow c$  переходы. В таких распадах основной механизм перехода является спектаторным, когда виртуальный  $W$ -бозон распадается либо в пару лептон и соответствующее ему антинейтрино, либо в пару нижний кварк и верхний антикварк. В адронных распадах такая кварковая пара становится одним из адронов конечного состояния. Другой адрон представляет собой связанное состояние  $c$ -кварка и спектаторного антикварка. Такое состояние называется очарованным мезоном. Это  $D$ -мезон, а также его возбуждения,  $D^*$ - и  $D^{**}$ -состояния. В рамках кварковой модели предсказывается четыре  $D^{**}$ -состояния с единичным орбитальным моментом легкого кварка, два из которых,  $D_0(2400)$  и  $D_1(2430)$ , являются широкими, с ширинами в сотни МэВ, а два других,  $D_1(2420)$  и  $D_2(2460)$ , узкими, с ширинами в десятки МэВ.

Извлечение параметров стандартной модели из экспериментальных данных усложняется тем фактом, что изучаются  $B$ -мезоны, а не свободные  $b$ -кварки. Легкие кварки и глюоны, окружающие  $b$ -кварк, приводят к значительным поправкам, которые необходимо учитывать. Так как лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, полулептонные распады  $B$ -мезонов обеспечивают более надежную информацию о распаде  $b$ -кварка. Однако, для полулептонных распадов  $B$ -мезонов в  $D^{**}$ -состояния существует значительное расхождение между экспериментальными наблюдениями и теоретическими предсказаниями. Экспериментально было обнаружено, что вероятности рождения широких и узких  $D^{**}$ -состояний сравнимы в полулептонных распадах  $B$ -мезонов, в то время как теоретические расчеты предсказывают значительное подавление широких состояний. До сих пор не существует ясного объяснения этого расхождения.

Детальное изучение адронных  $B$ -распадов в  $D^{**}$ -состояния может пролить свет на решение этой проблемы. В адронных распадах обмен глюонами между начальным и конечным кварками приводит к дополнительному механизму распада, подавленному по цвету кварков. Такой механизм меняет динамику распада, что дает дополнительную мотивацию для его исследования.

Распад  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  имеет подавленный по цвету вклад  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\omega$ , где могут рождаться резонансы  $D_1(2420)^0$ ,  $D_1(2430)^0$  и  $D_2(2460)^0$ . В этом канале распада можно измерить как поляризации  $D^{**}$ -резонансов, так и вклады различных парциальных волн в вероятность их рождения. Кроме того, можно исследовать резонансную структуру  $\omega\pi$ -системы.

### **Цель работы состояла в следующем:**

Экспериментальное изучение распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  и измерение параметров промежуточных резонансов в  $D^*\pi$ - и  $\omega\pi$ -системах.

### **Личный вклад автора**

Изложенные в работе результаты получены автором лично, либо при его определяющем вкладе.

### **Научная и практическая ценность**

Полученные при изучении распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  результаты показывают более вероятное рождение широких  $D_1(2430)^0$ -состояний по сравнению с узкими  $D_1(2420)^0$ . Эти измерения согласуются с эффективной теорией тяжелого кварка.

Подавленный в приближении факторизации распад  $\bar{B}^0 \rightarrow D_2(2460)^0\omega$  наблюдается с вероятностью, сравнимой с вероятностью рождения  $D_1(2420)^0$ -состояния. Этот результат, в пределах точности измерений, согласуется с предсказаниями эффективной теории мягких и коллинеарных кварков и глюонов.

Измеренные продольные поляризации  $D^{**}$ -состояний указывают на наличие нефакторизуемых эффектов КХД в подавленных по цвету распадах  $B$ -мезонов.

Верхний предел на токи второго рода, полученный в работе, имеет большое экспериментальное значение, поскольку является первым результатом в распадах  $B$ -мезонов.

Разработан алгоритм измерения шумов в каналах электроники калориметра детектора Belle II, который может быть легко адаптирован для аналогичных задач подобных детекторов.

## Основные положения, выносимые на защиту:

Разработка феноменологической модели распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ .

Измерение относительной вероятности распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  с использованием всей доступной статистики детектора Belle.

Измерения произведений относительных вероятностей рождения и распада различных  $D^{**}$ -состояний и  $\rho$ -подобных резонансов в процессе  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ , а также установление верхнего предела на произведение относительной вероятности рождения и распада резонанса  $b_1(1235)$ .

Разработка алгоритма и создание пакета программ для измерения электронных шумов и проверки работоспособности каналов электроники калориметра детектора Belle II.

## Апробация работы

Результаты диссертации докладывались на Конференции по  $e^+e^-$  столкновениям от Фи до Пси (23.09.2011-24.09.2011, г. Новосибирск, Россия), 41 Зимней Школе ИТЭФ (12.02.2013-19.02.2013, г. Москва, Россия), Конференции по методике экспериментов на встречных пучках (24.02.2014-01.03.2014, г. Новосибирск, Россия), Конференции по изучению адронной структуры и КХД (30.06.2014-04.07.2014, г. Санкт-Петербург, Россия), 16 Весенней Школе "Бруно Тушек" по ядерной физике и физике частиц (07.05.2012-11.05.2012, г. Фраскати, Италия), Международном семинаре по изучению распадов  $B$ -мезонов в  $D^{**}$ -состояния (26.11.2012-28.11.2012, г. Париж, Франция), Международной научной конференции по актуальным проблемам физики элементарных частиц (22.08.2015-01.09.2015, о.Крит, Греция), на многочисленных внутренних семинарах коллаборации Belle и на экспериментальных семинарах ИЯФ СО РАН. Основные материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах 1 – 5, из них 1 – 4 в международных и российских журналах, входящих в список ВАК по направлению «Физика».

## Структура работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем диссертации составляет 136 страниц, включая 38 рисунков и 11 таблиц. Список литературы включает в себя 73 наименования.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** сформулирован предмет исследования и основные положения, выносимые на защиту диссертации.

**Первая глава** представляет собой обзор распадов  $B$ -мезонов в возбужденные состояния  $D$ -мезонов. В ней описываются основные положения и предсказания эффективной теории тяжелого кварка. Также детально изложена спектроскопия  $D^{**}$ -состояний и приведен обзор экспериментальных результатов по изучению  $D^{**}$ -состояний в полулептонных и адронных распадах  $B$ -мезонов.

**Во второй главе** приводится краткое описание коллайдера КЕКВ и рассматриваются отдельные подсистемы детектора Belle.

**Третья глава** посвящена разработке феноменологической модели распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ . В ней излагается метод параметризации матричного элемента и приводится детальное описание всех резонансных амплитуд, используемых в анализе данных.

Распад  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  имеет как разрешенный по цвету канал, где могут рождаться различные  $\omega\pi$ -состояния (см. рис. 1 (a)), так и канал, подавленный по цвету кварков, с  $D^{**}$ -состояниями в промежуточном состоянии (см. рис. 1 (b)).

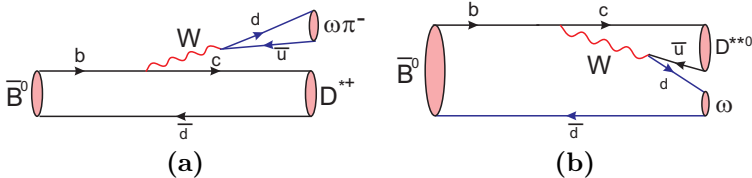


Рис. 1. Кварковые диаграммы процесса  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  с (a) разрешенной по цвету амплитудой, ответственной за рождение различных  $\omega\pi$ -состояний и (b) подавленной по цвету амплитудой, описывающей рождение  $D^{**}$ -состояний.

Для параметризации матричного элемента используется изобарная формулировка модели, в которой полная амплитуда распада представляется в виде суммы нескольких квазидвухчастичных амплитуд, соответствующих определенному резонансному вкладу в промежуточном состоянии.

В нашем подходе все резонансные состояния описываются релятивистской функцией Брейт-Вигнера (BW) с шириной, зависящей от  $q^2$ . Такое описание не является точным, так как оно не учитывает взаимодействие в конечном состоянии и не обладает свойствами аналитичности

и унитарности. Тем не менее, такое представление правильно описывает основное поведение амплитуды и хорошо согласуется с экспериментальными данными.

В нашем процессе промежуточные частицы являются неточечными объектами. Поэтому, для описания вершины взаимодействия, мы используем различные формфакторы, зависящие от  $q^2$ . Эти формфакторы необходимы для компенсации растущей  $q^2$ -зависимости матричного элемента вдали от резонансов. В качестве таких формфакторов используются факторы Блатта-Вайцкоффа, которые определяются для парциальных волн  $L = S, P, D$  и  $F$ .

Для параметризации матричного элемента достаточно шесть кинематических переменных, которые удобно выбрать следующим образом: два квадрата инвариантных масс,  $M^2(\omega\pi)$  и  $M^2(D^*\pi)$ , для  $\omega\pi$  и  $D^*\pi$  системы, два угла, описывающих ориентацию вектора нормали  $n_\omega$  к плоскости распада  $\omega$  мезона в системе его покоя и два угла, определяющих направление вылета  $D^0$  в системе покоя  $D^{*+}$ .

Амплитуды, описывающие рождение и распад  $\omega\pi$ - и  $D^{*-}$ -состояний, приобретают наиболее простой вид в двух различных угловых базисах.

Угловые переменные,  $\cos\theta_1, \phi_1, \cos\beta_1, \psi_1$  и  $\cos\xi_1$ , описывающие рождение  $\omega\pi$ -резонансов показаны на рис. 2. Полярный и азимутальный углы,  $\theta_1$  и  $\phi_1$ , заданные в системе покоя  $\omega$ , определяются, соответственно, как угол между нормалью  $n_\omega$  к плоскости распада  $\omega$  и направлением  $\omega\pi$ ,

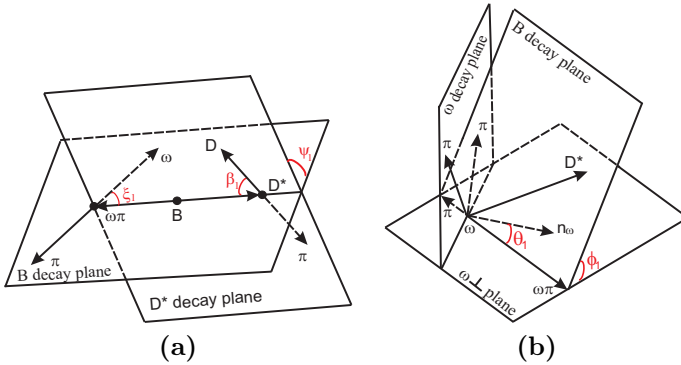


Рис. 2. Кинематика распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  с рождением  $\omega\pi$ -промежуточного состояния. Диаграмма (а) определяет два полярных угла  $\xi_1$  и  $\beta_1$  и один азимутальный угол  $\psi_1$ . Диаграмма (б) определяет один полярный угол  $\theta_1$  и один азимутальный угол  $\phi_1$ . Направление  $n_\omega$  в (б) соответствует вектору нормали к плоскости распада  $\omega$ .

и угол между плоскостью распада  $B$ -мезона и плоскостью, образованной направлениями  $n_\omega$  и  $\omega\pi$ . Полярный и азимутальный углы,  $\beta_1$  и  $\psi_1$ , заданные в системе покоя  $D^*$ , определяются, соответственно, как угол между направлениями вылета  $D$  и  $\omega\pi$ , и угол между плоскостями распадов  $B$ - и  $D$ -мезонов. Полярный угол  $\xi_1$  есть угол между направлениями вылета  $D^*$  и  $\omega$  в системе покоя  $\omega\pi$ .

Аналогично, можно определить набор переменных  $\cos\theta_2, \phi_2, \cos\beta_2, \psi_2$  и  $\cos\xi_2$ , соответствующий рождению  $D^{**}$ -резонансов.

Резонансные амплитуды, выраженные через эти переменные, зависят от спин-четности  $J^P$  промежуточного резонанса. Поскольку  $\omega\pi$ -состояния со спином 0 не наблюдаются и состояния со спином 2 и выше должны быть подавлены, то мы рассматриваем состояния только со спином 1. Это  $\rho$ -подобные состояния,  $\rho(770)$  и  $\rho(1450)$ , с  $J^P = 1^-$  и резонанс  $b_1(1235)$  с  $J^P = 1^+$ . Для описания  $D^{**}$ -резонансов мы включаем в матричный элемент амплитуды  $D_1(2430)$ -,  $D_1(2420)$ - и  $D_2(2460)$ -состояний.

Выражения для угловых зависимостей, соответствующие определенным парциальным волнам в распадах с  $\rho$ -подобными резонансами, представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Выражения для угловых зависимостей  $\mathcal{A}_{L_1 L_2}$ , описывающих распад  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} R^-, R^- \rightarrow \omega\pi^-$ , где резонанс  $R$  имеет квантовые числа  $J^P = 1^-$ .  $L_1$  ( $L_2$ ) – относительный орбитальный угловой момент между  $D^{*+}$  и  $\omega\pi^-$  ( $\omega$  и  $\pi^-$ ). В таблице используются обозначения  $c_\alpha = \cos\alpha$  и  $s_\alpha = \sin\alpha$ . Углы  $\theta, \phi, \beta, \psi, \xi$  соответствуют угловому базису  $\omega\pi$ .

| $L_1$ | $L_2$ | $\mathcal{A}_{L_1 L_2}$  |
|-------|-------|--|
| $S$   | $P$   | $-s_\theta s_\phi c_\beta s_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$ |
| $P$   | $P$   | $s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi c_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi$                                  |
| $D$   | $P$   | $2s_\theta s_\phi c_\beta s_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$ |

**В четвертой главе** детально излагается экспериментальный анализ распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ , основанный на наборе данных в  $(771.6 \pm 10.6)$  миллионов  $B\bar{B}$  событий, записанных на энергии резонанса  $\Upsilon(4S)$  с детектором Belle на асимметричном  $e^+e^-$  коллайдере КЕКВ.

С помощью процедуры реконструкции отбираются как  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  события, так и зарядово-сопряженные распады. Кандидаты в  $D^{*+}$ - и  $\omega$ -мезоны реконструируются, соответственно, в модах распада  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$  и  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .  $D^0$ -мезоны восстанавливаются в моде распада  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Кандидаты в  $B$ -мезоны реконструируются комбинированием  $D^{*+}$ - и  $\omega$ -кандидатов, а также дополнительного отрицательно-



заряженного  $\pi$ -мезона. Для выделения распадов  $B$ -мезонов удобно ввести две переменные: разность энергий  $\Delta E$  и массу с ограничением на энергию пучка  $M_{bc}$ . Они выражаются через импульсы конечных частиц и энергию пучка:  $\Delta E = \sum_i \sqrt{|\mathbf{p}_i^*|^2 + m_i^2} - E_{\text{beam}}^*$  и  $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^{*2} - |\sum_i \mathbf{p}_i^*|^2}$ . Здесь,  $\mathbf{p}_i^*$  соответствует вектору импульса  $i$ -ого продукта распада  $B$ -мезона в системе центра масс (СЦМ) начальных  $e^+e^-$  пучков, а  $E_{\text{beam}}^*$  определяет энергию пучка в СЦМ. Суммирование в  $\sum_i$  ведется по всем продуктам распада  $B$ -мезона.

Мы делаем предварительный отбор с жестким ограничением на  $M_{bc}$ :  $5.2725 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5.2845 \text{ ГэВ}/c^2$ , который соответствует области  $\pm 2$  стандартных отклонения, и отбираем  $\Delta E$  в широком диапазоне:  $|\Delta E| < 0.22 \text{ ГэВ}$ . Далее, мы определяем сигнальную и внесигнальную области по  $\Delta E$ :  $|\Delta E| < 34 \text{ МэВ}$  и  $66 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 198 \text{ МэВ}$  и по инвариантной массе  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  продуктов распада  $\omega$ -мезона:  $|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| < 21.25 \text{ МэВ}/c^2$  и  $34 \text{ МэВ}/c^2 < |M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| < 68 \text{ МэВ}/c^2$ , соответственно.

Процедура реконструкции многочастичных распадов может приводить к выбору неправильной комбинации частиц конечного состояния, в результате чего существенно смещается координата события в фазовом пространстве. Такие события рассматриваются как фон. В нашем случае, эта фоновая компонента является существенной. Сигнальное моделирование показывает, что источником такой компоненты преимущественно является комбинаторный фон при реконструкции  $\omega$ -мезона. Для событий моделирования мы определяем правильно реконструированные (correctly reconstructed, CR) и неправильно восстановленные (self cross-feed, SCF) события.

Число сигнальных событий получается из бинированной подгонки  $\Delta E$  распределения функцией, описывающей вклады CR и SCF компонент, а также гладкого комбинаторного фона. Используемая процедура реконструкции помимо эффективного восстановления сигнальных  $D^{*+}\omega\pi^-$  событий сохраняет значительную долю событий  $D^{*+}\pi^-\pi^+\pi^0\pi^-$ . Так как события  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$  пикуются по  $\Delta E$ , то требуется вычитать их вклад. Для этого мы рассматриваем  $\Delta E$  распределение в контрольной внесигнальной области по  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . Согласно моделированию, форма распределения по  $\Delta E$  одинакова как для сигнальной, так и для внесигнальной областей по  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . Для описания CR компоненты мы используем сумму двух функций Гаусса. SCF компонента описывается суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Комбинаторная подложка также подгоняется полиномом второй степени. Значения параметров функций Гаусса фиксируются на значениях,

полученных из сигнального моделирования, в то время как общая нормировка и параметры фоновой функции рассматриваются как свободные во время подгонки.

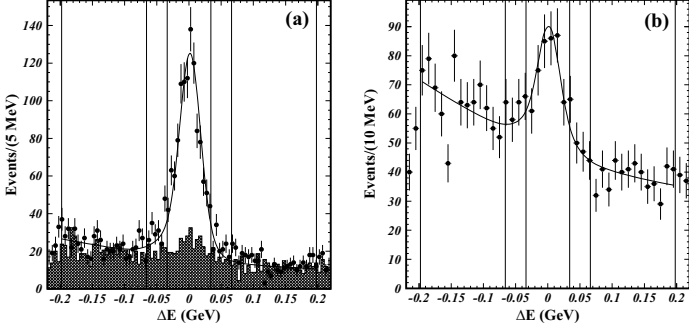


Рис. 3. Распределения по  $\Delta E$  для событий  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  в (a) сигнальной и (b) внесигнальной областях по инвариантной массе  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . Штрихованная гистограмма в (a) соответствует внесигнальной области, число событий в которой нормировано на площадь сигнальной области. Сигнальная и внесигнальная области по  $\Delta E$  показаны вертикальными линиями. Кривые являются результатами аппроксимации, описанной в тексте.

Распределения и результаты подгонки показаны на рис. 3 в сигнальной и внесигнальной областях по  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . Числа событий, полученные в результате подгонки, оказались равными  $919 \pm 37$  в  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  сигнальной области и  $157 \pm 21$  во внесигнальной области. Сигнальное число событий  $N_S = 821 \pm 39$  вычисляется как разница между двумя этими значениями с учетом отношения 5/8 между размерами сигнальной и внесигнальной областей по инвариантной массе  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . Доля нейтральных  $B$ -мезонов, распадающихся в изучаемое конечное состояние, вычисляется как

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-) = \frac{N_S}{\epsilon_S \eta N_B \mathcal{B}_{\text{sec}}}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_S = (2.11 \pm 0.02)\%$  есть эффективность реконструкции сигнальных распадов, определенная из моделирования;  $\eta = 0.941 \pm 0.029$  есть поправка на эффективность реконструкции, которая учитывает разницу между экспериментальными данными и моделированием и получается из поправок для  $\pi^0$  и мягкого пиона от распада  $D^*$ , а также PID поправок для каона;  $N_B = (771.6 \pm 10.6) \times 10^6$  есть полное число нейтральных

$B$ -мезонов, доступных в эксперименте Belle, и  $\mathcal{B}_{\text{sec}} = (2.32 \pm 0.04)\%$  есть произведение вероятностей распадов  $\omega$ ,  $\pi^0$ ,  $D^0$  и  $D^{*+}$  в заданные конечные состояния. Используя определение (1), получим, что

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-) = (2.31 \pm 0.11 \text{ (стат.)} \pm 0.14 \text{ (сист.)}) \times 10^{-3}. \quad (2)$$

Результат (2) согласуется с более ранними измерениями: с результатом CLEO в пределах  $1.2\sigma$  и результатом BaBar в пределах  $1.5\sigma$ , однако наш результат имеет лучшую точность.

Для исследования промежуточных резонансов выполняется амплитудный анализ. Для этого формируются контрольные сигнальные и внесигнальные области в плоскости  $(\Delta E, M(\pi^+\pi^-\pi^0))$  для событий, прошедших все условия отбора.

Функция плотности вероятности (probability density function, PDF) в сигнальной области представляет собой сумму сигнальной и фоновой компонент, свернутых с функцией отклика детектора. Однако мы заменяем эту свертку на произведение с функцией  $\epsilon(\vec{x})$ , где  $\epsilon(\vec{x})$  соответствует эффективности реконструкции события и  $\vec{x}$  является координатой события в шестимерном фазовом пространстве. Такая замена делается из-за относительно малых разрешений для инвариантных масс ( $4 \text{ МэВ}/c^2$  для  $M(\omega\pi)$  и  $3 \text{ МэВ}/c^2$  для  $M(D^*\pi)$ ) по сравнению с ширинами промежуточных резонансов (более чем  $150 \text{ МэВ}$  для  $\omega\pi$ -резонансов и более чем  $25 \text{ МэВ}$  для  $D^{**}$ -состояний).

На основе PDF-функции PDF( $\vec{a}, \vec{x}$ ), где  $\vec{a}$  есть вектор параметров модели, составляется функция правдоподобия  $\mathcal{L}(\vec{a})$ :

$$\mathcal{L}(\vec{a}) = - \sum_{\text{events}(\vec{x})} \ln \text{PDF}(\vec{a}, \vec{x}) + \frac{(n_s + n_{\text{bkg}} - n_{\text{tot}})^2}{2(n_{\text{tot}} + \sigma_{\text{bkg}}^2)}. \quad (3)$$

Здесь,  $n_{\text{tot}}$  есть полное число событий в сигнальной области,  $n_s$  обозначает ожидаемое число сигнальных событий,  $n_{\text{bkg}}$  есть ожидаемое число фоновых событий в сигнальной области и  $\sigma_{\text{bkg}}$  представляет собой неопределенность числа фоновых событий  $n_{\text{bkg}}$ . Второй член в (3) учитывает долю фоновой компоненты в сигнальной области. Функция  $\mathcal{L}(\vec{a})$  имеет минимум в пространстве модельных параметров. Этот минимум определяется с использованием пакета программ MINUIT.

Фон в сигнальной области имеет компоненты с различными источниками происхождения. Эти компоненты могут быть отдельно описаны в контрольных внесигнальных областях в плоскости  $(\Delta E, M(\pi^+\pi^-\pi^0))$ .

Чтобы описать сигнальные события  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ , мы используем следующий набор резонансов:  $\rho(770)^-$  вне массовой оболочки,  $\rho(1450)^-$ ,

$D_1(2430)^0$ ,  $D_1(2420)^0$  и  $D_2^*(2460)^0$ . Мы также включаем в описание матричного элемента вклад от  $b_1(1235)$ -резонанса.

На рис. 4 показаны распределения по квадратам инвариантных масс  $M^2(D^*\pi)$  и  $M^2(\omega\pi)$  для  $D^*\omega\pi$  событий в области с существенным вкладом  $D^{**}$ -состояний (рис. 4 (a) и (c)) и в области без  $D^{**}$  (рис. 4 (b) и (d)). Распределения показывают хорошее описание данных выбранной моделью распада.

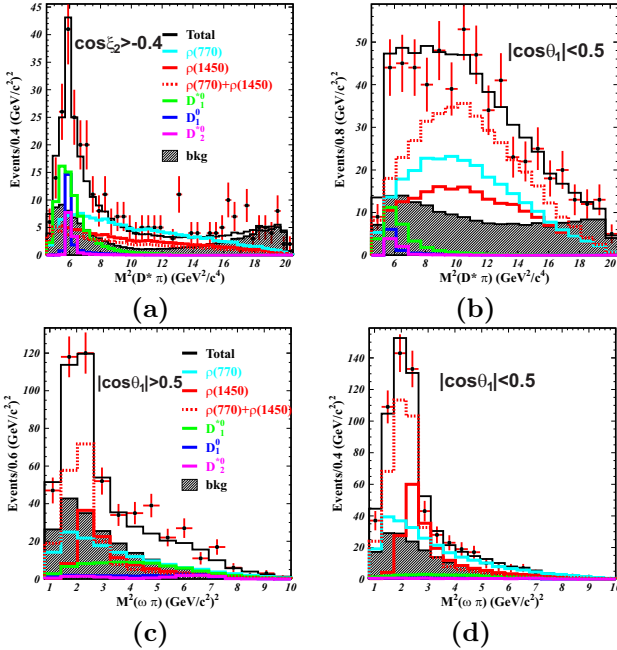


Рис. 4. Распределения по квадратам инвариантных масс  $M^2(D^*\pi)$  и  $M^2(\omega\pi)$  для событий  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  в сигнальной области (точки с ошибками) с заданными кинематическими условиями (a)  $\cos \xi_2 > -0.4$  и (c)  $|\cos \theta_1| > 0.5$  (область с  $D^{**}$ -состояниями), а также (b) и (d)  $|\cos \theta_1| < 0.5$  (область без  $D^{**}$ -состояний). Гистограммы представляют результаты подгонки (черная гистограмма), которая включает следующие компоненты:  $\rho(770)$  (голубая гистограмма),  $\rho(1450)$  (красная гистограмма),  $\rho(770)$  и  $\rho(1450)$  вместе (красная штрихованная гистограмма),  $D_1(2430)^0$  (зеленая гистограмма),  $D_1(2420)^0$  (синяя гистограмма),  $D_2^*(2460)^0$  (фиолетовая гистограмма) и фон (штрихованная гистограмма).

Амплитудный анализ позволяет измерить различные параметры, такие как доля событий от заданного квазидвухчастичного промежуточного состояния в полный трехчастичный сигнал, доля вероятности рождения резонанса в заданной парциальной волне и величина продольной поляризации резонанса. Сводка окончательных результатов с систематическими и модельными неопределенностями, а также статистическими значимостями резонансов приведена в Таблице 2. FCC (first-class current) вклад обозначает комбинированный вклад  $\rho(770)$ - и  $\rho(1450)$ -состояний. SCC (second-class current) вклад соответствует сигналу от  $b_1(1235)$ -резонанса. Фазы  $\phi_+$  и  $\phi_-$  учитывают эффекты сильного взаимодействия в амплитудах  $\rho$ -подобных состояний. Статистическая значимость сигнала определяется как  $\sqrt{2(\Delta\mathcal{L})}$ , где  $\Delta\mathcal{L}$  есть минимальная разница (с учетом всех систематических эффектов) между значением функции правдоподобия при отсутствии соответствующего резонансного сигнала и значением той же функции для номинальной сигнальной модели.

**В пятой главе** приводится описание тестов электроники, выполненных диссертантом, для калориметра детектора Belle II.

Основным элементом новой электроники является плата оцифровщика-формирователя, которая комбинирует функции аналогового формирования сигнала от счетчика на основе кристаллов CsI(Tl), его оцифровку, и вычисления амплитуды и времени прихода сигнала относительно триггерного времени.

До внедрения плат оцифровщиков-формирователей в систему калориметра необходимо было проанализировать их различные характеристики. Для этой цели был разработан специализированный измерительный стенд. Для этого стенда диссертантом было создан пакет программ для измерения электронных шумов в платах оцифровщиков-формирователей. Электронный шум платы необходимо контролировать, так как он ограничивает энергетическое разрешение калориметра. Его можно разделить на когерентную и некогерентную составляющие. Когерентный шум связан с наводками, общими для всех каналов считывания, некогерентный же шум характеризуется индивидуальными флуктуационными явлениями в каждом отдельном канале.

Результаты теста по проверке уровня электронных шумов для типичной платы оцифровщика-формирователя показаны на рис. 5.

Еще одним тестом, выполненным автором, является проверка работоспособности всех разрядов АЦП (18-битный флеш-АЦП, AD7641) в плате оцифровщика-формирователя. Необходимо было проверить, что

Таблица 2. Окончательные результаты амплитудного анализа для процесса  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ . Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая и третья — модельная ошибка.

| Вклад                  | Параметр                  | Значение                                    | Значимость    |
|------------------------|---------------------------|---|---------------|
|                        | Ширина распада, $10^{-3}$ | $2.31 \pm 0.11 \pm 0.14$                    |               |
|                        | FCC вклад, $10^{-3}$      | $1.90 \pm 0.11^{+0.11+0.02}_{-0.13-0.06}$   | $29.8 \sigma$ |
|                        | SCC вклад, $10^{-4}$      | $< 0.7$ (90% C.L.)                          | $< 3 \sigma$  |
| $\rho(770)^- D^{*+}$   | Фаза                      | 0 (фикс.)                                   |               |
|                        | Константа связи           | 1 (фикс.)                                   |               |
|                        | Вероятность, $10^{-3}$    | $1.48 \pm 0.27^{+0.15+0.21}_{-0.09-0.56}$   | $10.5 \sigma$ |
| $\rho(1450)^- D^{*+}$  | Фаза                      | $2.56 \pm 0.12^{+0.07+0.24}_{-0.02-0.17}$   |               |
|                        | Константа связи           | $0.18^{+0.02+0.00+0.10}_{-0.06-0.02-0.01}$  |               |
|                        | Масса, МэВ/ $c^2$         | $1544 \pm 22^{+11+1}_{-1-46}$               |               |
|                        | Ширина, МэВ               | $303^{+31+3+69}_{-52-4-6}$                  |               |
|                        | Вероятность, $10^{-3}$    | $1.07^{+0.15+0.06+0.40}_{-0.31-0.13-0.02}$  | $15.0 \sigma$ |
|                        | $\phi_+$ фаза             | $0.87 \pm 0.29^{+0.12}_{-0.07} \pm 0.06$    |               |
|                        | $\phi_-$ фаза             | $-0.02 \pm 0.13 \pm 0.02 \pm 0.05$          |               |
| $D_1(2430)^0 \omega$   | Фаза                      | $1.24 \pm 0.28^{+0.19+0.39}_{-0.07-0.32}$   |               |
|                        | $S$ -волновая фаза        | $-0.05 \pm 0.25^{+0.04+0.04}_{-0.26-0.07}$  |               |
|                        | $P$ -волновая фаза        | $2.24 \pm 0.29^{+0.03+0.13}_{-0.26-0.06}$   |               |
|                        | Вероятность, $10^{-4}$    | $2.5 \pm 0.4^{+0.7+0.4}_{-0.2-0.1}$         | $8.6 \sigma$  |
|                        | $S$ -волновой вклад, %    | $38.9 \pm 10.8^{+4.3+1.2}_{-0.7-1.1}$       |               |
|                        | $P$ -волновой вклад, %    | $33.1 \pm 9.5^{+2.4+3.0}_{-5.5-4.0}$        |               |
|                        | $D$ -волновой вклад, %    | $28.3 \pm 8.9^{+3.0+3.9}_{-0.8-2.9}$        |               |
|                        | Прод. поляризация, %      | $63.0 \pm 9.1 \pm 4.6^{+4.6}_{-3.9}$        |               |
| $D_1(2420)^0 \omega$   | Фаза                      | $2.12 \pm 0.34^{+0.11+0.33}_{-0.03-0.27}$   |               |
|                        | $S$ -волновая фаза        | $-0.07 \pm 0.43^{+0.09+0.12}_{-0.17-0.08}$  |               |
|                        | $P$ -волновая фаза        | $-0.25 \pm 0.46^{+0.07}_{-0.37} \pm 0.04$   |               |
|                        | Вероятность, $10^{-4}$    | $0.7 \pm 0.2^{+0.1}_{-0.0} \pm 0.1$         | $5.5 \sigma$  |
|                        | Прод. поляризация, %      | $67.1 \pm 11.7^{+0.0+2.3}_{-4.2-2.8}$       |               |
| $D_2^*(2460)^0 \omega$ | Фаза                      | $2.31 \pm 0.50^{+0.03}_{-0.12} \pm 0.11$    |               |
|                        | $P$ -волновая фаза        | $-0.77 \pm 0.62^{+0.02+0.04}_{-0.15-0.15}$  |               |
|                        | $D$ -волновая фаза        | $-1.85 \pm 0.59^{+0.01+0.08}_{-0.37-0.11}$  |               |
|                        | Вероятность, $10^{-4}$    | $0.4 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.1} \pm 0.1$         | $5.0 \sigma$  |
|                        | Прод. поляризация, %      | $76.0^{+18.3}_{-8.5} \pm 2.0^{+2.9}_{-2.0}$ |               |

все биты пробегают значения 0/1 для всех спектрометрических каналов в плате и отсутствуют побитовые корреляции.

Кроме того, был проведен тест по работоспособности электроники калориметра при нагрузочных частотах до 30 кГц. Тест показал отсутствие зависимости уровня когерентных шумов от частоты загрузки.

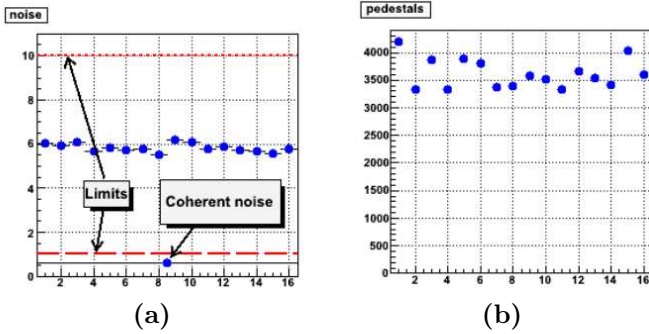


Рис. 5. Визуализация теста по проверке электронного шума. Показаны (а) зависимость шумов от номера канала в плате оцифровщика-формирователя и (б) распределение пьедестальных значений от номера канала в плате. Штрихованная линия показывает граничное значение для когерентного шума (1 канал АЦП) и пунктирная линия соответствует максимально допустимому значению для индивидуальных шумов (10 каналов АЦП).

**В заключении** перечислены основные результаты.

1. Разработана феноменологическая модель распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ . Предложена параметризация матричного элемента в базисе определенных угловых моментов промежуточных и конечных частиц (парциально-волновые амплитуды). Получены импульсные и угловые зависимости конечной системы частиц в случае рождения промежуточных резонансов различной спин-четности в  $D^{*+}\pi^-$ - и  $\omega\pi^-$ -системах.
2. Измерена с лучшей в мире точностью относительная вероятность распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ .
3. Выполнен многомерный амплитудный анализ распада  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ . Измерены значения произведений относительных вероятностей  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(1450)^-)\times\mathcal{B}(\rho(1450)^- \rightarrow \omega\pi^-)$ ,  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^0\omega)\times\mathcal{B}(D_1(2430)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$ ,  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega)\times\mathcal{B}(D_1(2420)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$  и  $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2(2460)^0\omega)\times\mathcal{B}(D_2(2460)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$ . Измерены масса и ширина широкого  $\rho(1450)$ -состояния. Впервые измерены продольные поляризации  $D_1(2430)^0$ -,  $D_1(2420)^0$ - и  $D_2(2460)^0$ -состояний, а также парциально-волновые вклады ( $S$ ,  $P$  и  $D$  волны) в вероятность рождения  $D_1(2430)^0$ -состояния. Впервые получен верхний предел на токи второго рода в распадах  $B$ -мезонов:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}b_1(1235)^-) \times \mathcal{B}(b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-).$$

4. Разработан алгоритм измерения электронных шумов и проверки работоспособности разрядов АЦП в платах оцифровщиков-формирователей. Выполнены тесты по проверке работоспособности электроники на загрузочных частотах триггерного сигнала до 30 кГц.

**Основные результаты диссертации** опубликованы в работах:

1. D.V. Matvienko, A.S. Kuzmin, and S.I. Eidelman, A model of  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  decay, *J. High Energy Phys.* **09**, 129 (2011).
2. D. Matvienko, A. Kuzmin, S. Eidelman *et al.* [Belle Collaboration], Study of  $D^{**}$  production and light hadronic states in the  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  decay, *Phys. Rev. D* **92**, 012013 (2015).
3. V.Vorobyev, A. Kuzmin, D. Matvienko and A. Vinokurova, Testbench of shaper-digitizer modules for Belle II calorimeter, *J. Instrum.* **9**, C08016 (2014).
4. В.М. Аульченко, В.Н. Жилич, . . . , Д.В. Матвиенко и др., Структура и алгоритм функционирования аппаратуры многоканального кристаллического калориметра для работы при больших нагрузках, *Автоматрия* **1**, 39 (2015).
5. D. Matvienko, Model of the  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$  and status of Belle analysis, *Frascati Phys. Ser.* **55**, 67 (2012).



МАТВИЕНКО Дмитрий Владимирович

Изучение процесса  $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$   
с детектором BELLE

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

---

Сдано в набор 9.10.2016 г.

Подписано к печати 10.10.2016 г.

Формат 60×90 1/16 Объём 1,0 печ.л., 0,8 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 16

---

Обработано на IBM PC и отпечатано  
на ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,  
*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*