

155570

K-891



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2017-86
На правах рукописи
УДК 539.1+539.125

КУЗНЕЦОВ
Олег Михайлович

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В ПРОЦЕССАХ
С ОБРАЗОВАНИЕМ ОЧАРОВАННЫХ МЕЗОНОВ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

34 б. 6р1

Дубна 2017

Общая характеристика работы

Актуальность. За прошедшие 40 лет, с момента открытия очарованных s -кварков, изучение свойств и структуры очарованных адронов постепенно уступило место их использованию в качестве инструмента при исследовании, как открытых позже более тяжёлых прелестных адронов, так и спиновой структуры нуклона. Если первое явилось логическим следствием того факта, что прелестный b -кварк в "Cabbibo неподавленной" моде переходит в очарованный кварк, то идея использования очарованных D^0 мезонов (кварковый состав $c\bar{u}$) для измерения поляризации глюонов в нуклоне и их возможного вклада в его спин, является глубоко петривиальной, как по сути, так и с точки зрения поиска решения затяжного спинового кризиса протона, известного с 1988 года.

Первая часть диссертации посвящена использованию очарованных мезонов в качестве инструмента для изучения B мезонов, прежде всего B_s^0 (кварковый состав $b\bar{s}$) и \bar{B}_s^0 (кварковый состав $b\bar{s}$). В Стандартной модели (СМ) структуры и взаимодействий элементарных частиц смешивание или осцилляции $B_s^0-\bar{B}_s^0$ являются прямым следствием слабого взаимодействия во втором порядке и относятся к одному из основных её предсказаний. Поиск $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций входил в число приоритетных задач эксперимента DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) в CERN. Система $B_s^0-\bar{B}_s^0$, аналогично системе $K^0-\bar{K}^0$, имеет два собственных массовых состояния, различающихся временем жизни. Измерение разницы масс Δm_{B_s} собственных CP состояний B_s^0 мезона, определяющей частоту осцилляций, и поэтому называемой просто частотой осцилляций, представляло интерес по нескольким причинам. С одной стороны это связано с возможностью прецизионного определения отношения элементов $|V_{td}/V_{ts}|$ матрицы смешивания кварков СКМ (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), с другой стороны чувствительностью самой величины Δm_{B_s} к проявлениям новой физики. Кроме того, одной из главных задач B -физики являлось прецизионное определение значений ρ и η параметров СКМ матрицы. Одно из ограничений на ρ и η параметры может быть получено из измерений частот осцилляций Δm_{B_s} и Δm_{B^0} .

В диссертации рассматривается поиск $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций тремя взаимодополняющими методами, из которых первые два являются инклюзивными, а третий - эксклюзивным:

- 1) анализ полуплептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью или частично реконструированными D_s мезонами;
- 2) анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами;
- 3) анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов.

Вторая часть диссертации посвящена изучению вклада глюонов в полный спин нуклона в процессах с образованием очарованных D^0 мезонов. Распределение спи-

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА
ОИЯИ

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий имени В.И.Векслера и А.М.Балдина Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный консультант:

Савин Игорь Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, Объединённый института ядерных исследований, почётный директор Лаборатории физики высоких энергий имени В.И.Векслера и А.М.Балдина

Официальные оппоненты:

Белостоцкий Станислав Львович, доктор физико-математических наук, профессор, Петербургский институт ядерной физики имени Б.П.Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", заведующий Лабораторией малонуклонных систем

Бережной Александр Викторович, доктор физико-математических наук, профессор РАН, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобелыцина Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, заведующий Лабораторией тяжёлых кварков и редких распадов

Васильев Александр Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких энергий имени А.А.Логанова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", начальник Лаборатории поляризационных экспериментов

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук (ФИАН), г. Москва.

Защита диссертации состоится "___" _____ 2018 г. в "___" на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 Лаборатории физики высоких энергий имени В.И.Векслера и А.М.Балдина Объединённого института ядерных исследований. Адрес: ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри, 6, 141980, Дубна, Московская обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований и на сайте

http://wwwinfo.jinr.ru/dissertation/DC_vblhe.htm

Автореферат разослан "___" _____ 2017 г.

Учёный секретарь диссертационного совета, кандидат физ.-мат. наук старший научный сотрудник


В.А. Арефьев

ральности глюонов, $\Delta g(x)$, как функции доли импульса нуклона, x , переносимой взаимодействующим глюоном, является фундаментальной величиной, характеризующей его структуру. Первый момент спиральности глюонов $\Delta G = \int_0^1 \Delta g(x) dx$ интерпретируется, как вклад глюонов в полный спин нуклона. Таким образом ΔG является ключевой составляющей правила сумм спиральности нуклона: $\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + \Delta G + L_q + L_g$, где $\Delta \Sigma$ является вкладом спина кварков и антикварков, а L_q и L_g соответствующие вклады орбитального углового момента кварков и глюонов. Первоначально предполагалось, что полный спин нуклона определяется вкладами входящих в его структуру валентных кварков. Однако, результат эксперимента EMC (European Muon Collaboration) показал, что вклад кварков в полный спин протона мал, что получило название "спиновый кризис". Изыщным решением "спинового кризиса" был бы большой ($\Delta G \approx 2,6$) вклад глюонов в полный спин нуклона, предсказываемый в рамках "глюонной аксиальной аномалии". Измерение величины ΔG стало одной из приоритетных задач эксперимента COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) в CERN.

В диссертации рассматривается прямое измерение поляризации глюонов, основанное на изучении двойной спиновой асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ выходов очарованных D^0 мезонов в реакции Глубоко-Неупругого Рассеяния (ГНР) мюонов с импульсом 160 ГэВ/с на поляризованных дейтронах и протонах.

Цели и задачи исследования. Целью работы являлись поиск $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций и измерение вклада глюонов в полный спин нуклона. В обоих случаях рабочим инструментом исследований являлись очарованные мезоны.

Научная новизна.

- Впервые полностью реконструированные B_s^0 мезоны были использованы в поиске $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций;
- впервые показано, что полностью реконструированные распады B_s^0 мезонов обеспечивают чувствительность к значительно большим значениям $\Delta t_{B_s^0}$, чем полуплеетонные распады B_s^0 , доминирующие в области малых значений $\Delta t_{B_s^0}$;
- частицы с тяжёлым кварком (D^0 мезоны) впервые были использованы для изучения внутренней структуры нуклона;
- поляризация глюонов $\Delta g/g$ впервые измерена посредством двойной спиновой асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ выходов очарованных D^0 мезонов в реакции фотон-глюонного слияния ГНР;
- впервые показано, что вклад глюонов в полный спин нуклона, если он положителен, составляет $\Delta G \approx 0,2$.

Практическая ценность.

- Методы поиска $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций, представленные в диссертации, явились решающими в последующие годы для открытия $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций в Fermilab;
- измерение времени жизни B_s^0 мезона вносит вклад в уточнение механизмов распада тяжёлых частиц;
- результаты измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ (с последующим извлечением вклада спиральности глюонов ΔG в полный спин нуклона) показали, что для решения спинового кризиса, необходимо измерение вклада орбитальных моментов кварков и глюонов, а также, позволили предсказать величину этого вклада.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Впервые использованный диссертантом метод полностью реконструированных B_s^0 мезонов для анализа $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций;
2. Диссертант впервые показал, что этот метод, обеспечивает наилучшую чувствительность к большим значениям $\Delta t_{B_s^0}$, по сравнению с инклюзивными методами;
3. Нижний предел на частоту осцилляций B_s^0 мезона

$$\Delta t_{B_s^0} > 8,5 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 12,0 \text{ пс}^{-1};$$

4. Верхний предел на относительную разницу ширин распада $\Delta \Gamma_{B_s^0} / \Gamma_{B_s^0}$ собственных массовых состояний B_s^0 мезона

$$\Delta \Gamma_{B_s^0} / \Gamma_{B_s^0} < 0,45 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности};$$

5. Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона

$$\tau_{B_s^0} = 1,46 \pm 0,11 \text{ пс};$$

6. Впервые выполненные измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ наиболее модельно-независимым способом: методом "открытого очарования";
7. Средняя величина поляризации глюонов, полученная в лидирующем порядке теории возмущений КХД (LO), в интервале $0,06 < x < 0,22$ долей импульса нуклона, приходящихся на взаимодействующие глюоны

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{LO}} = -0,06 \pm 0,21 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,11;$$

8. Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$, полученная в следующем за лидирующим порядке теории возмущений КХД (NLO)

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,20;$$

9. Указание на малое значение величины поляризации глюонов $\Delta g/g$, полученное в лидирующем порядке теории возмущений КХД методом "открытого очарования", и подтвержденное прямыми измерениями SMC, HERMES и COMPASS методом "больших p_T ";
10. Величина первого момента поляризации глюонов $\Delta G = 0,22 \pm 0,08$, полученная из КХД анализа, в который было включено измеренное значение $\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}}$;
11. Оценка вклада орбитального момента кварков и глюонов в полный спин нуклона, составившая $\sim 18\%$ в соответствии с правилом сумм спиральности нуклона.

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается:

1. Открытием B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций на основе метода полностью реконструированных B_s^0 мезонов;
2. Согласием измеренного среднего времени жизни B_s^0 мезонов с мировыми значениями PDG;
3. Согласием результата измерения поляризации глюонов в лидирующем порядке теории возмущений КХД с измерениями экспериментов SMC и HERMES;
4. Согласием величины первого момента поляризации глюонов $\Delta G \approx 0,2$ со значениями, полученными в КХД анализах с использованием данных экспериментов на RHIC.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, неоднократно обсуждались на рабочих совещаниях коллабораций DELPHI и COMPASS, на специализированных семинарах по физике высоких энергий и элементарных частиц в отечественных и зарубежных научных центрах: ОИЯИ и ЦЕРН. Кроме того, эти результаты представлялись на международных конференциях: NEP'97 (Jerusalem, Israel, 1997), Moriond (Les Arcs, France, 1998), ICHEP'98 (Vancouver, Canada, 1998), NEP'99 (Tampere, Finland, 1999), ICHEP2000 (Osaka, Japon, 2000), ICHEP'06 (Moscow, Russia, 2006), BARYONS'07 (Seoul, South Korea, 2007), BEACH2008 (South Coroline, USA, 2008), ECT Trento (Trento, Italy, 2010), DIFFRACTION2010 (Otranto, Italy, 2010), QFTHEP'11 (Sochi, Russia, 2011), BEACH2012 (Wichita, USA, 2012), TRENDS (Aluthta, Ukraine, 2013), QUARKS2014 (Suzdal, Russia, 2014), DIFFRACTION2014 (Primosten, Croatia, 2014) и QCD15 (Montpellier, France, 2015).

Публикации и личный вклад автора По результатам диссертации опубликовано 16 работ. Список работ приведен в конце автореферата. Для того, чтобы подчеркнуть вклад автора, в диссертации цитируются а) внутриколлаборационные отчеты и материалы, представленные на конференции (в обоих случаях с ограниченным числом авторов); б) доклады диссертанта на конференциях и коллаборационных совещаниях. Вклад автора в полученные результаты является определяющим.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, восьми глав основного текста, заключения и трёх приложений. Общий объем диссертации составляет 157 страниц. Диссертация содержит 56 рисунков, 29 таблиц и список литературы из 188 наименований.

Краткое содержание диссертации

В первой главе демонстрируется актуальность исследуемых проблем и научная новизна. Кратко представлена Стандартная модель, рассмотрено B_s^0 - \bar{B}_s^0 смешивание, как раздел физики тяжёлых кварков. Изложен формализм ГНР и современное состояние изучения структуры нуклона.

Во второй главе обсуждается проверка Стандартной Модели в эксперименте DELPHI на LEP (Large Electron Positron collider).

В параграфе 2.1 представлен коллайдер LEP в CERN. Создание LEP было задумано в 1976 году после выхода работы Бертона Рихтера¹, в которой он призывал к разработке e^+e^- коллайдера для детального изучения природы слабого взаимодействия. В-физика, как самостоятельная задача, не обсуждалась, времена жизни В адронов не были известны. Однако в начале 80-х годов в экспериментах на коллайдере PEP в SLAC (Positron Electron Project in Stanford Linear Accelerator Center) было обнаружено, что времена жизни В адронов примерно на порядок больше, чем ожидалось. В это же время, были разработаны и успешно применены в экспериментах на фиксированной мишени кремниевые детекторы с высоким пространственным разрешением. Это давало возможность отделять вторичные вершины "долгоживущих" В адронов от первичной вершины e^+e^- взаимодействия. Как следствие, два - ALEPH (Apparatus for LEP Physics) и DELPHI - из четырех экспериментов на LEP, включили кремниевые вершинные детекторы в свои LoI (Letter of Intent) в 1982 году. Ускоритель LEP был введён в эксплуатацию в июле 1989-го года.

В параграфе 2.2 кратко рассмотрен эксперимент DELPHI. Установка DELPHI - это комплекс из 20-ти детекторов различного назначения. Геометрически установка может быть представлена, как цилиндр радиусом более 5 и длиной около 10 метров. Тонкостенный 1,4 мм бериллиевый вакуумный ионопровод радиусом 5,6 см, внутри которого и циркулируют встречные пучки электронов и позитронов распо-

¹В этом же году он получил Нобелевскую премию за открытие J/ψ мезона.

ложен по оси цилиндра. Трековая система DELPHI состояла из четырёх детекторов:

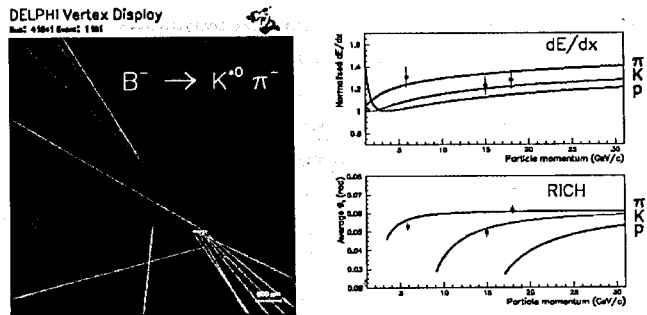


Рис. 1: Пример идентификации К мезона и двух пионов в распаде $B^- \rightarrow K^{*0} \pi^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ с использованием TPC и RICH.

Vertex Detector (VD), Inner Detector (ID), Time Projection Chamber (TPC) и Outer Detector (OD). Импульс заряженных частиц при $p < 10$ ГэВ/с измерялся с точностью $\sigma_p/p \leq 1,5\%$ в области углов $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$. Вершинный детектор состоял из трёх concentрических слоев кремниевых микрополосковых детекторов, расположенных на радиусах 6,3 см, 9 см и 11 см от оси пучка. Разрешение вершинного детектора, при условии что трек пересекает все три слоя кремния, составляло около 8 мкм по $r\phi$ координатам, а для rz зависило от полярного угла трека и достигало около 9 мкм для треков, выходящих перпендикулярно модулям детектора.

Эксперимент DELPHI включал в себя RICH (Ring Image Cherenkov Detector) для идентификации адронов конечного состояния. Использувавшиеся в RICH жидкие и газовые радиаторы позволили оптимизировать идентификацию частиц в широком диапазоне импульсов: жидкие в диапазоне от 0,7 ГэВ/с до 8 ГэВ/с, а газовые в диапазоне от 2,5 ГэВ/с до 25 ГэВ/с. Эффективная идентификация адронов стала возможной благодаря комбинации измерений dE/dx в TPC (Time Projection Chamber) и информации от RICH детектора (рис. 1).

В параграфе 2.3 рассмотрены очарованные мезоны, как инструмент исследования В мезонов. Дана ретроспектива от введения в 1964 г. четвертого аромата, очарованного кварка, до 90-х годов, когда очарованные частицы стали использоваться, как инструмент для изучения прелестных частиц. Прелестные В адроны играют особую роль в физике частиц. Самый тяжёлый t -кварк, в результате слабого взаимодействия переходит в b -кварк с испусканием W бозона, прежде чем сформируется T адрон. Таким образом, адроны, содержащие b -кварк, являются самыми тяжёлыми из экспериментально доступных. Традиционно, В-физика была областью исследования на e^+e^- коллайдерах, работающих на пиках образования резонансов $\Upsilon(4S)$ с массой $(10,5794 \pm 0,00012)$ ГэВ/с² или Z^0 с массой $(91,1876 \pm 0,0021)$ ГэВ/с². Сечение образования В адронов в e^+e^- взаимодействиях составляет около 1 nb в $\Upsilon(4S)$ и около

6 nb в Z^0 пиках.

Из-за более тяжёлой массы b -кварка различие во временах жизни прелестных частиц ожидалось меньше, чем в секторе очарованных частиц. Большинство теоретических расчётов времён жизни сходились в оценке, что должна существовать 5% разница во временах жизни B^+ и B^0 мезонов, а отношение времён жизни B_s^0 и B^0 мезонов предсказывалось близким к единице с точностью порядка 1%.

В параграфе 2.4. обсуждаются методы измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона. При фрагментации b -кварковых струй от распадов $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ количество образующихся B_s^0 мезонов существенно меньше ($\sim 7\%$), чем B^+ и B^0 мезонов², так как для образования B_s^0 необходима морская $s\bar{s}$ пара.

Первый метод состоял в использовании полулептонных распадов $B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu_l X$. Наличие D_s мезона в паре с лептоном является сильным аргументом в пользу B_s^0 мезона, так как для нестранных В мезонов такой распад является "Cabibbo подавленным". Требование, чтобы лептон имел импульс (поперечный импульс) более 3 ГэВ/с (1,2 ГэВ/с), позволяет эффективно подавлять фон от каскадных распадов ($b \rightarrow c \rightarrow l^+$) В мезонов и от ложных лептонов в комбинации с D_s мезонами, что может обеспечивать степень чистоты B_s^0 выборки до $\sim 90\%$ (т.е. доли B_s^0 -распадов по отношению к общему числу В-распадов).

Анализ полулептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами для краткости называется $D_s^\pm l^\mp$ анализом. Следует отметить, что такие события также называются событиями с "правильным" знаком, а если суммарный заряд $D_s l$ пары не равен нулю - событиями с "неправильным" знаком.

Второй метод близок к первому с той разницей, что вместо лептона высокой энергии используется адрон со знаком заряда противоположным знаку заряда D_s мезона. В этом случае фоновые условия хуже, так как существуют три источника D_s мезонов. Во-первых, это мезоны, возникающие при адронизации c -кварковых струй от распадов $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, во-вторых, мезоны от распадов нестранных В мезонов ($B \rightarrow D_s^* D^* X$) и, наконец, сами распады B_s^0 . В конечном счёте, отбирая события по определённым критериям, достигается степень чистоты B_s^0 выборки до $\sim 60\%$

Анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами для краткости называется $D_s^\pm h^\mp$ анализом.

И, наконец, анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов является наилучшим для измерения времени жизни B_s^0 мезонов и поиска B_s^0 - B_s^0 осцилляций. Недостатком этого метода является крайне низкая статистика по сравнению с инклюзивными методами.

Анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов называется также эксклюзивным B_s^0 анализом.

² В дальнейшем будет использоваться обобщённое выражение "нестранные В мезоны".

В главе 3 представлен анализ полулептонных распадов B_s^0 мезонов с полостью или частично реконструированными D_s мезонами.

В параграфе 3.1 третьей главы изложен отбор событий с D_s мезонами и их структура. В 1992-1995 годах было зарегистрировано $3,6 \cdot 10^6 Z^0 \rightarrow h^+h^-$ распадов, в которых найдено 436 $D_s^{\pm}1^{\mp}$ комбинаций, реконструированных в восьми различных модах распада. На рис. 2-а показан спектр инвариантных масс шести адронных мод распада D_s мезонов, а на рис. 2-б распределение инвариантных масс $\phi \rightarrow K^+K^-$ кандидатов, отобранных в двух полулептонных модах распада D_s мезонов. Количество полулептонных распадов B_s^0 мезонов в $D_s^{\pm}1^{\mp}$ выборке составило 230 ± 18 . Дополнительно в анализе использовались частично реконструированные адронные распады $D_s^{\pm} \rightarrow \phi h^{\pm}X$. В выборке 441 $\phi h^{\pm}1^{\mp}$ событий число полулептонных распадов B_s^0 составило 41 ± 12 .

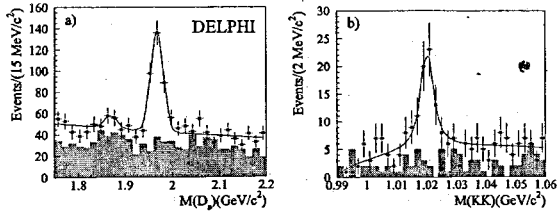


Рис. 2: Распределения инвариантных масс а) D_s кандидатов с адронными модами распада $\phi\pi^-, K^*0K^-, K_S^0K^-, K^*0K^{*-}, \phi\pi^-\pi^+\pi^-$ и $\phi\pi^-\pi^0$; б) K^+K^- мезонов от распадов ϕ кандидатов, отобранных в двух полулептонных модах распада D_s ($\phi\mu^-\nu_\mu$ и $\phi e^-\nu_e$). Соответствующие распределения инвариантных масс для событий с "неправильным" знаком показаны в виде гистограмм.

В параграфе 3.2 рассмотрены: измерение времени распада B_s^0 кандидатов, временное разрешение, акцептанс, фит распределений времён распада B_s^0 кандидатов и комбинаторного фона (рис. 3). Как видно из рис. 3-а, в $D_s^{\pm}1^{\mp}$ выборке, вклад от полулептонных распадов B_s^0 мезонов ($bl(B_s)$) является доминирующим. Каскадные распады $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^{(*)}X$ (bcl) и полулептонные распады нестранных B мезонов ($bl(B)$) являются источниками физического фона. Измеренное время жизни B_s^0 мезонов (с учётом $\phi h^{\pm}1^{\mp}$ событий) составило: $\tau_{B_s^0} = 1,42_{-0,13}^{+0,14}$ (стат.) $\pm 0,03$ (сист.) пс.

В параграфе 3.3 приведена оценка относительной разницы ширины $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ распада двух массовых состояний B_s^0 мезона (для простоты очень часто $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ называется "разностью времён жизни"). Прелестные B_s^0 (или \bar{B}_s^0) мезоны являются суперпозицией двух собственных массовых состояний: $|B_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle + |B_L^0\rangle)$; $|\bar{B}_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle - |B_L^0\rangle)$. Временная эволюция функции плотности вероятности распада B_s^0 или \bar{B}_s^0 в момент времени t может быть представлена как:

$$P(t) = \frac{\Gamma_H\Gamma_L}{\Gamma_H + \Gamma_L} (e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t}); \quad \Gamma_L = \Gamma_{B_s^0} + \Delta\Gamma_{B_s^0}/2 \quad \Gamma_H = \Gamma_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/2. \quad (1)$$

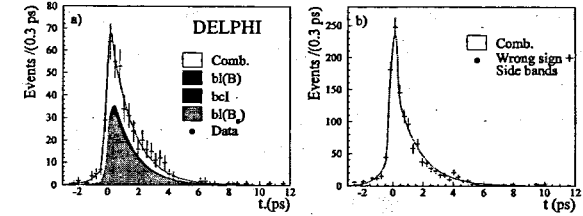


Рис. 3: а) Фит методом правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала $[1,94 - 2,00]$ ГэВ/ c^2 (рис. 2-а) $D_s^{\pm}1^{\mp}$ выборки. Точками показаны данные, а кривые соответствуют вкладом различных компонент, оцененных методом Монте-Карло. б) Такое же распределение, как и а), но для событий с "неправильным" знаком и событий, лежащих вне области сигнала $[1,91 - 1,93]$ & $[2,01 - 2,15]$ ГэВ/ c^2 .

Для получения ограничения на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ проводился фит методом правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из $D_s^{\pm}1^{\mp}$ и $\phi h^{\pm}1^{\mp}$ выборок, в котором функция плотности вероятности распада B_s^0 мезона, $\exp(-t/\tau_{B_s^0})$, была заменена на функцию (1). Распределение плотности вероятности для $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ было получено при ограничении $\tau_{B_s^0} = \tau_{B^0}$. Полученный верхний предел на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ составил: $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,46$ на 95% уровне достоверности.

Параграф 3.4 посвящён поиску $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций. В разделе 3.4.1 рассмотрена маркировка B_s^0 мезонов. Для поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций необходима маркировка \bar{B}_s^0/B_s^0 мезона в момент рождения и определение какой именно мезон \bar{B}_s^0 или B_s^0 распался. Для краткости принято говорить о необходимости определения знака заряда b -кварка, как в момент рождения, так и в момент распада B_s^0 мезона. В дальнейшем будет использоваться выражение "знак заряда b -кварка".

Алгоритм определения знака заряда b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона основан на использовании девяти дискриминантных переменных. Один набор из трёх переменных определялся для полусферы, содержащей B_s^0 мезон, второй набор из пяти переменных использовался* в противоположной полусфере и одна дискриминантная переменная была общей для обеих полусфер. Для каждой переменной X_i , строилась функция плотности вероятности $f_b(X_i)$ ($f_{\bar{b}}(X_i)$) для $b(\bar{b})$ -кварков и вычислялось отношение $R_i = f_{\bar{b}}(X_i)/f_b(X_i)$. Комбинированная переменная маркировки x_{tag} определялась следующим образом:

$$x_{tag} = \frac{1 - R}{1 + R}, \quad \text{где } R = \prod R_i. \quad (2)$$

Переменная x_{tag} изменяется в пределах от -1 до +1. Большие положительные значения величины x_{tag} соответствуют (рис. 4) большей вероятности рождения b -кварка по сравнению с вероятностью рождения \bar{b} -кварка. Алгоритм определения знака заря-

да b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона аналогичен для всех трёх методов поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций, представленных в диссертации.

События, в которых знак заряда b -кварка в момент образования и распада B_s^0 мезона одинаков, называются "несмешанными", а в противном случае - "смешанными".

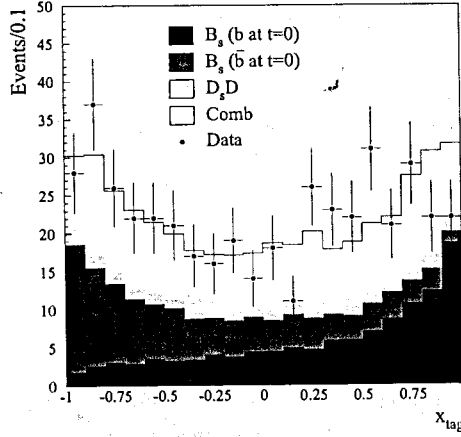


Рис. 4: Распределение переменной маркировки x_{tag} для $D_s^{*1\pm}$ выборки. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветные гистограммы получены методом Монте-Карло. Белая гистограмма представляет комбинаторный фон, жёлтая гистограмма вклад от $D_s D$ событий, более тёмные гистограммы показывают вклады от B_s^0 мезонов с b -кварком и B_s^0 мезонов с \bar{b} -кварком.

В разделе 3.4.2 рассмотрена процедура классификации событий. $D_s^{*1\pm}$ события классифицировались как "смешанные" или "несмешанные" согласно знаку заряда D_s мезона (Q_{D_s}) относительно знака переменной x_{tag} . "Смешанные" кандидаты отбирались требованием $x_{tag} \cdot Q_{D_s} < 0$, а "несмешанные" $x_{tag} \cdot Q_{D_s} > 0$. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , оценивалась на моделированных событиях и составила $(74,5 \pm 0,5)\%$ и $(71,5 \pm 1,2)\%$ для выборок 1994-1995 и 1992-1993 годов соответственно. Для $\phi h^{*1\pm}$ событий $\epsilon_b = (69 \pm 1)\%$.

Дальнейшее улучшение вероятности ϵ_b было достигнуто включением в анализ формы распределения x_{tag} . Эффективная чистота маркировки, полученная этим методом, составила $(78,0 \pm 0,5)\%$ и $(74,0 \pm 1,2)\%$ для 1994-1995 и 1992-1993 годов соответственно. Следует отметить, что распределения переменной маркировки x_{tag} для Монте-Карло и реальных данных совпадают в пределах экспериментальных неопределённостей, как это следует из рис. 4.

В разделе 3.4.3 рассмотрены фитирование распределений времён распада B_s^0 кандидатов из "смешанных" и "несмешанных" выборок с учётом фона и амплитуд-

ный метод анализа $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций.

Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанной" выборки может быть представлена в следующем виде³:

$$P^{mix}(t_i) = f_{bl}^{B_s^0} P_{B_s^0}^{mix}(t_i) + f_{bl}^B P_B^{mix}(t_i) + f_{bcl} P_{bcl}^{mix}(t_i) + f_{fl} P_{fl}^{mix}(t_i) + f_{bkg} P_{bkg}^{mix}(t_i), \quad (3)$$

где t_i является измеренным временем распада. В аналитическом виде различные плотности вероятности в выражении (3) с истинным временем распада t записываются как:

- вероятность смешивания B_s^0 мезонов:

$$P_{B_s^0}^{mix}(t_i) = \{X_{bl}^r P_{B_s^0}^{mix}(t) + X_{bl}^w P_{B_s^0}^{unmix}(t)\} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i);$$

- вероятность смешивания каскадного фона:

$$P_{bcl}^{mix}(t_i) = \{f_{bcl}^{B_d} (X_{bcl}^r P_{B_d}^{unmix}(t) + X_{bcl}^w P_{B_d}^{mix}(t)) + (f_{bcl}^{B_s^0}/2) (X_{bcl}^r P_{B_s^0}^{unmix}(t) + X_{bcl}^w P_{B_s^0}^{mix}(t)) + (f_{bcl}^{B_s^0}/2) (X_{bcl}^w P_{B_s^0}^{unmix}(t) + X_{bcl}^r P_{B_s^0}^{mix}(t)) + f_{bcl}^+ X_{bcl}^r / \tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + f_{bcl}^{\Lambda_b} X_{bcl}^w / \tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b})\} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bcl}(t - t_i).$$

Здесь следует отметить, что двойной вклад от B_s^0 может быть упрощён, став независимым от смешивания, поскольку в распаде $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^- X$ лептон может родиться в распаде каждого D_s мезона: $f_{B_s^0}^r / \tau_{B_s^0} \exp(-t/\tau_{B_s^0})$:

- вероятность смешивания нестранных B мезонов:

$$P_{bc}^{mix}(t_i) = \{f_{bl}^{B_d} (X_{bl}^r P_{B_d}^{unmix}(t) + X_{bl}^w P_{B_d}^{mix}(t)) + f_{bl}^{B^+} X_{bl}^w / \tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + f_{bl}^{\Lambda_b} X_{bl}^w / \tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b})\} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i);$$

- вероятность смешивания событий с лёгкими кварками и ложными лептонами:

$$P_{fl}^{mix}(t_i) = X_{fl}^{mix} P_{fl}(t_i);$$

- вероятность смешивания комбинаторного фона: $P_{bkg}^{mix}(t_i) = X_{bkg}^{mix} P_{bkg}(t_i)$.

Параметры функции $P_{bkg}(t_i)$, использованной для параметризации комбинаторного фона, были определены в фите по измерению времени жизни B_s^0 мезона. В амплитудном методе анализа производится одновременное фитирование функций плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанных" и "несмешанных" выборок с извлечением амплитуды A и ошибки $\sigma(A)$ при различных значениях разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$. Амплитуда A вводится во временную эволюцию B_s^0 и \bar{B}_s^0 состояний следующим образом:

$$\begin{aligned} P_{B_s^0}^{unmix}(t) &= \frac{1}{2\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \times (1 + A \cos(\Delta m_{B_s^0} t)) \\ P_{B_s^0}^{mix}(t) &= \frac{1}{2\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \times (1 - A \cos(\Delta m_{B_s^0} t)). \end{aligned}$$

Фитирование методом максимального правдоподобия выполняется, как правило, в интервале значений разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$ от 0 до 20 ps^{-1} с шагом 0.5 ps^{-1} . Если величина $\Delta m_{B_s^0}$ не соответствует истинному значению частоты осцилляций, то

³Соответствующая функция плотности вероятности для "несмешанной" выборки может быть представлена в аналогичной форме с заменой ϵ на $(1 - \epsilon)$ во всех функциях X (например в X_{bl}^r), определённых в разделе 3.4.2 диссертации.

$A = 0$. В свою очередь, значение $A = 1$ является указанием на истинный сигнал от осцилляций. Исключённая на 95% уровне достоверности область значений $\Delta t_{B_s^0}$, соответствует условию: $A(\Delta t_{B_s^0}) + 1,645 \cdot \sigma(A(\Delta t_{B_s^0})) < 1$. А значение $\Delta t_{B_s^0}$, удовлетворяющее равенству $1,645 \cdot \sigma(A(\Delta t_{B_s^0})) = 1$, определяет чувствительность анализа. Осцилляционный анализ на базе амплитудного метода аналогичен для всех трёх методов поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций, представленных в диссертации.

В этом анализе нижний предел на частоту осцилляций $\Delta t_{B_s^0}$ (Fig.5), с учётом только статистических неопределённостей, составил: $\Delta t_{B_s^0} > 7,4 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $\Delta t_{B_s^0} = 8,3 \text{ пс}^{-1}$. Учёт систематической ошибки изменяет только чувствительность ($8,1 \text{ пс}^{-1}$), но не изменяет нижний предел на частоту осцилляций.

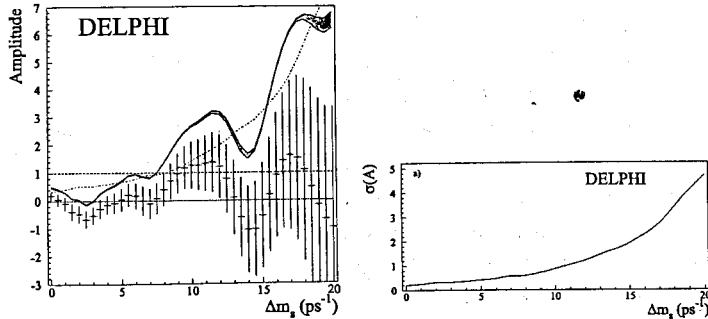


Рис. 5: (Слева) Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от $\Delta t_{B_s^0}$ ($\Delta t_{B_s^0} \equiv \Delta t_s$). Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия соответствует кривой чувствительности. Также показаны линии $A=0$ и $A=1$. (Справа) Зависимость ошибки в амплитуде $\sigma(A)$ в зависимости от $\Delta t_{B_s^0}$, включая систематические неопределённости.

Глава 4 посвящена анализу адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами. Этот метод близок к первому с той разницей, что вместо лептона высокой энергии используется адрон со знаком заряда противоположным знаку D_s . В 1992-1995 годах было реконструировано 2953 $D_s^\pm h^\mp$ кандидатов (включая 60% фон) в двух модах распада $D_s^- \rightarrow \phi\pi^- \rightarrow K^+K^-\pi^-$ и $D_s^- \rightarrow K^*0K^- \rightarrow K^+\pi^-K^-$. В параграфах 4.1 и 4.2 подробно рассмотрены: отбор событий и их структура, дискриминантные переменные для подавления фона в B_s^0 выборке, временное разрешение реконструированных B_s^0 кандидатов и время жизни B_s^0 мезона.

Выбор адрона, сопровождающего D_s кандидат, базировался на технике прицельных параметров. Набор треков, предположительно принадлежащих B -распаду, отбирался на основе их прицельных параметров и соответствующих ошибок по отно-

шению, как к первичной вершине, так и к вторичной D_s -вершине распада. Из этого набора для дальнейшего анализа выбирался адрон с максимальным импульсом и знаком заряда, противоположным знаку заряда D_s . Эффективность выбора такого адрона составила 80%. Среди отобранных адронов (84 ± 4)% принадлежали B -вершине. Если процедура отбора не срабатывала, тогда включался алгоритм с возможностью присоединения нескольких адронов к D_s -вершине. На рис. 6 показаны распределения инвариантных масс D_s мезонов после выбора адрона(ов) сопровождения. Отобран-

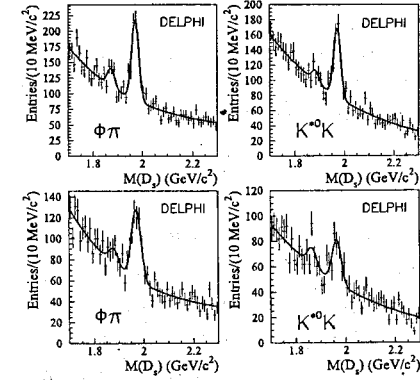


Рис. 6: Распределения инвариантных масс кандидатов в D_s мезоны, реконструированных в модах распада $\phi\pi^-$ и K^*0K^- , после выбора адрона сопровождения. Верхний ряд соответствует 1994-1995 гг., а нижний 1992-1993 гг. набора данных.

ные $D_s^\pm h^\mp$ события, помимо комбинаторного фона, содержат большой физический фон D_s мезонов от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар и от распадов нестранных B мезонов. В последнем случае, включая сигнал от B_s^0 мезонов, учитывались четыре вклада: от B/B_s^0 мезонов, распадающихся только на один очарованный мезон, D_s , и от B/B_s^0 мезонов, распадающихся на D_s и другой очарованный мезон.

Время жизни B_s^0 мезона, измеренное (рис. 7) на основе $D_s^\pm h^\mp$ выборки, составило: $\tau_{B_s^0} = 1,53_{-0,15}^{+0,16}$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.) пс.

В параграфе 4.3 приводится оценка относительной разницы ширины распада массовых состояний B_s^0 мезонов: $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,67$ на 95% уровне достоверности. Использованный метод анализа аналогичен описанному в параграфе 3.2. Временная эволюция функции плотности вероятности для распада B_s^0 или \bar{B}_s^0 в момент времени t , в отличие от $D_s^\pm h^\mp$ событий, в данном случае имеет дополнительный член, соответствующий таким конечным состояниям, как $D_s^{(*)+}D_s^{(*)-}$, которые (98%) являются CP чётными собственными массовыми состояниями. Величина x_{CP} равна $0,22 \pm 0,07$.

$$P(t) = (1 - x_{CP}) \frac{\Gamma_H \Gamma_L}{\Gamma_H + \Gamma_L} (e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t}) + x_{CP} \Gamma_L e^{-\Gamma_L t}. \quad (4)$$

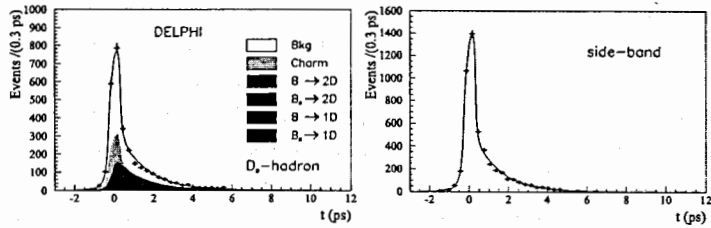


Рис. 7: (Слева) Результаты фита методом правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала, соответствующей $\pm 2\sigma$ от измеренного значения массы D_s (рис. 6). Точки представляют данные, а кривые соответствуют вкладам от различных компонент, оцененных методом Монте-Карло. (Справа) Фит области фона в интервале масс $[2,1 - 2,3]$ ГэВ/ c^2 .

Параграф 4.4 посвящён поиску $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций. В разделе 4.4.1 рассмотрена процедура классификации событий. События разделялись на "смешанные" и "несмешанные" согласно процедуре, описанной в разделе 3.4.2. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , оценивалась на моделированных событиях и составила $(71,4 \pm 0,4)\%$. Соответствующие вероятности для комбинаторного фона, ϵ_{bkg}^{mix} и ϵ_{bkg}^{unmix} , были получены из анализа экспериментальных данных вне зоны D_s сигнала. Для D_s мезонов от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар вероятности ϵ_{cc}^{mix} , ϵ_{cc}^{unmix} были взяты из Монте-Карло.

В разделе 4.4.2 представлены результаты амплитудного метода анализа осцилляций. Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанной" выборки записывается как:

$$P^{mix}(t_i) = f_{B_s^0,1D}^{eff} P_{B_s^0,1D}^{mix}(t_i) + f_{B_s^0,2D}^{eff} P_{B_s^0,2D}^{mix}(t_i) + f_{B,1D}^{eff} P_{B,1D}^{mix}(t_i) + f_{B,2D}^{eff} P_{B,2D}^{mix}(t_i) + f_{cc}^{eff} P_{cc}^{mix}(t_i) + f_{bkg}^{eff} P_{bkg}^{mix}(t_i), \quad (5)$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов. Аналитические выражения для различных плотностей вероятности в выражении (5) подробно рассмотрены в диссертации. Соответствующая функция плотности вероятности для "несмешанных" событий может быть представлена в аналогичной (5) форме с заменой ϵ на $(1-\epsilon)$ в аналитических выражениях для различных плотностей вероятности.

Результаты амплитудного метода анализа осцилляций показаны на (рис. 8). Рассматривая только статистические неопределённости, был получен нижний предел на частоту осцилляций: $\Delta m_{B_s^0} > 4,2 \text{ ps}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью равной $3,1 \text{ ps}^{-1}$. Учёт систематической ошибки изменяет чувствительность ($2,7 \text{ ps}^{-1}$) и нижний предел: $\Delta m_{B_s^0} > 4,1 \text{ ps}^{-1}$ (на 95% уровне достоверности).

Глава 5 посвящена поиску $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций методом полностью реконструиро-

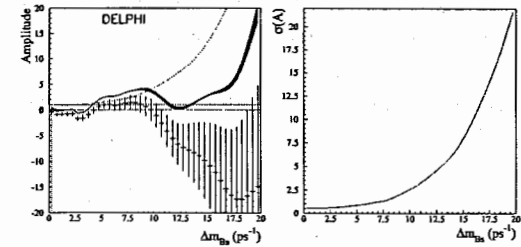


Рис. 8: (Слева) Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия соответствует кривой чувствительности. (Справа) Зависимость ошибки в амплитуде $\sigma(A)$ в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$, включая систематические неопределённости.

ванных B_s^0 мезонов. К концу 90-х годов поиск $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций так и не увенчался успехом, несмотря на все усилия в CERN, Fermilab и SLAC. Объединённые результаты экспериментов на LEP, CDF и SLD позволили установить нижний предел: $\Delta m_{B_s^0} > 14,3 \text{ ps}^{-1}$ на 95% уровне достоверности, при этом значение чувствительности составляло $14,7 \text{ ps}^{-1}$.

Прогресс в поиске $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций, продвижение в область более высоких значений разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$ собственных массовых состояний B_s^0 , определяется точностью измерения времени пролёта B_s^0 мезона до распада. В общем случае временное разрешение σ_t содержит два члена, один из которых зависит от времени: $\sigma_t = \sqrt{\sigma_L^2 + (\sigma_p/p)^2 \times t^2}$. Здесь σ_L является разрешением измерения расстояния до распада, а σ_p/p - относительная ошибка определения импульса и t время пролёта B_s^0 до распада. Уменьшение амплитуды осцилляций ("damping") можно записать как: $\text{damping} = \exp(-(\Delta m_{B_s^0} \sigma_L)^2 / 2\sqrt{\pi})(x) \exp(x^2) \text{ERFC}(x)$, где $x = 1/\sqrt{2} / \Delta m_{B_s^0} 1/(\sigma_p/p)$, а $\text{ERFC}(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$.

Полностью реконструированные B_s^0 мезоны имеют лучшее временное разрешение по двум причинам. Во-первых, так как восстанавливаются все частицы от распада B_s^0 , его импульс известен с высокой точностью, поэтому вкладом точности измерения импульса в σ_t можно пренебречь. В этом случае $\sigma_t = \sigma_L$ и, как следствие, $\text{damping} = \exp(-(\Delta m_{B_s^0} \sigma_L)^2 / 2)$. Во-вторых, полностью реконструируемые распады как правило двух-частичные или почти двух-частичные и поэтому углы разлёта между частицами от распада больше, чем в многочастичных распадах. В конечном счёте это приводит к более точному определению координат вершины распада.

Полностью реконструированные B_s^0 мезоны впервые были использованы диссертантом для анализа $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций в эксперименте DELPHI. В данных 1992-1995 годов были отобраны две выборки B_s^0 кандидатов. Первая выборка содержала

11 (включая 30% фон) полностью реконструированных B_s^0 кандидатов, а вторая состояла из 33 (включая 50% фон) распадов, в которых не были реконструированы π^0 и/или γ .

В параграфе 5.1 изложены отбор событий и реконструкция B_s^0 мезонов в 12 каналах распада:

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow D_s^- \pi^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, \phi \pi^- \pi^+ \pi^-, f(980) \pi^-, K_s^0 K^-, K^{*0} K^-, K^{*0} K^{*+}; \\ B_s^0 &\rightarrow D_s^- a_1^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, K^{*0} K^-; \\ B_s^0 &\rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+; & \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-, \dots \\ B_s^0 &\rightarrow \bar{D}^0 K^- a_1^+; & \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-. \end{aligned}$$

Спектр инвариантных масс, полученный суммированием вкладов от всех реконструированных распадов, приведён на рис. 9. Фитирование области сигнала проводилось двумя функциями Гаусса с разными ширинами для эксклюзивного B_s^0 сигнала (основной узкий пик) и для частично восстановленных B_s^0 распадов (второй широкий пик). Основной вклад в широкий сателлит пик вносят следующие каналы распада B_s^0 мезона: $D_s^{*-} \pi^+$, $D_s^{*-} a_1^+$, $\bar{D}^*(2007)^0 K^- \pi^+$, $D^*(2007)^0 K^- a_1^+$, $D_s^- \rho^+$ and $D_s^{*-} \rho^+$, где каскадные γ/π^0 не реконструированы.

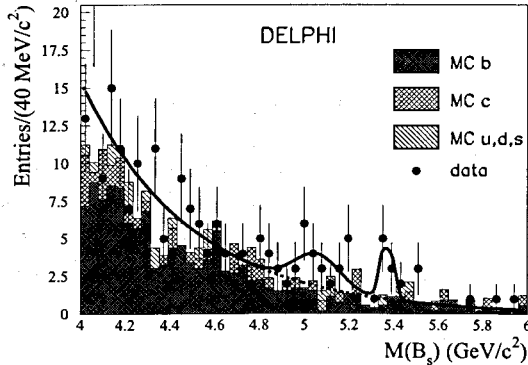


Рис. 9: Спектр инвариантных масс B_s^0 кандидатов реконструированных в 12 модах распада (здесь обозначение $B_s^0 \equiv B_s$). Реальные данные представлены точками с указанием ошибок, на которые наложен результат фита. Гистограммы показывают ожидаемые вклады только от различных источников фона, поскольку B_s^0 мезоны были исключены из Монте Карло. Пунктирная линия показывает результат фита этого фона.

Ожидаемый спектр инвариантных масс от ложных B_s^0 кандидатов был получен на статистике $2,9 \cdot 10^6 b\bar{b}$ и $5,3 \cdot 10^6 q\bar{q}$ Монте-Карло событий⁴, исключая из анализа истинные B_s^0 мезоны. Вклады от B адронов, от очарованных адронов и от частиц

⁴Под обозначением "q" подразумеваются u, d, s, c кварки.

с лёгкими кварками демонстрируют градиент наклона экспоненциальной функции, согласующийся с полученным градиентом наклона из реальных данных. Для дополнительной проверки были использованы события "правильного" знака вне области сигнала, восстановленных D_s^- и \bar{D}^0 мезонов, и события "неправильного" знака. Градиенты наклона в обоих случаях совпадают с теми, что получены в реальных данных и Монте-Карло. По результатам фита распределения инвариантных масс, показанного на рис. 9, число B_s^0 мезонов оказалось равным 8 ± 4 и 15 ± 8 в основном и в сателлит пиках соответственно. Вероятность того, что основной пик является флуктуацией фона, составила $3 \cdot 10^{-4}$.

В параграфе 5.2 обсуждается реконструкция нестранных B мезонов. Для проверки алгоритмов восстановления B_s^0 мезонов аналогичная методика была применена для реконструкции нестранных B мезонов, распадающихся на \bar{D}^0 и небольшое количество пионов. Для этого были выбраны распады $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$, $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ и $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- a_1^+$. Полученные распределения инвариантных масс для этих распадов, приведены на рис. 10.

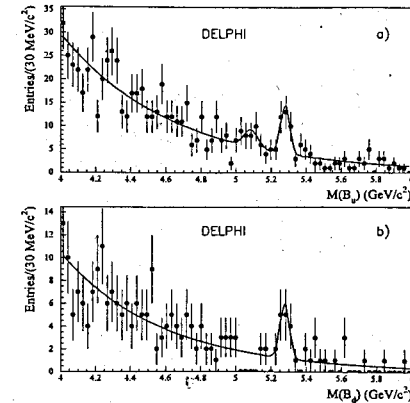


Рис. 10: Спектры инвариантных масс от распадов а) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$. Виден сателлит пик от $B^+ \rightarrow D^*(2007)^0 \pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$ и $B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 \rho^+$ распадов. б) $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ и $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- a_1^+$. На рисунках $B_u \equiv B^+$ и $B_d \equiv B^0$.

В параграфе 5.3 рассмотрены кинематические отражения от B^0 and \bar{B}_s^0 распадов. Для нескольких каналов распада B_s^0 физическим фоном являются распады нестранных B адронов, в которых один из пионов или протон ошибочно идентифицирован, как K мезон (этот эффект получил название "кинематическое отражение"). Основными распадами дающими "кинематическое отражение" являются: $B^0 \rightarrow D^- \pi^+(a_1^+)$, $D^- \rightarrow K^{*0} \pi^-$, (имитирующие распады $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+(a_1^+)$, $D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-$) и $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ или $K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ (имитирующие рас-

пад $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$). В области основного пика ожидалось, что $0,32 \pm 0,13$ события являются "кинематическим отражением" (с 19% вкладом от распадов $\bar{\Lambda}_b^0$). Для второго пика "кинематическим отражением" являются распады, в которых D мезон сопровождается ρ мезоном. Такой физический фон составил $1,3 \pm 0,7$ события.

Параграф 5.4 посвящён поиску $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций. События разделялись на "смешанные" и "несмешанные" согласно процедуре, описанной в разделе 3.4.2. Для $\bar{D}^0 K^- \pi^+$ каналов использовался знак заряда K мезона вместо знака заряда D_s мезона. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , была оценена на моделированных событиях и составила $(74,5 \pm 0,5)\%$. Соответствующие вероятности для комбинаторного фона ϵ_{bkg}^{mix} и ϵ_{bkg}^{unmix} были получены из анализа реальных данных вне зоны D сигналов. Для событий кинематического отражения вероятности ϵ_{ref}^{mix} и ϵ_{ref}^{unmix} были оценены методом Монте-Карло.

В разделах 5.4.1-5.4.2 последовательно рассмотрены временное разрешение реконструированных B_s^0 мезонов и амплитудный анализ $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций. Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанной" выборки задаётся в виде:

$$P^{mix}(t_i) = f_{B_s^0} P_{B_s^0}^{mix}(t_i) + f_{ref} P_{ref}^{mix}(t_i) + f_{bkg} P_{bkg}^{mix}(t_i), \quad (6)$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов, а $f_{B_s^0}$, f_{ref} and f_{bkg} обозначают относительные вклады B_s^0 мезона, кинематических отражений и комбинаторного фона соответственно. Вместе они удовлетворяют условию $f_{B_s^0} + f_{ref} + f_{bkg} = 1$. Аналитические выражения для различных плотностей вероятности в выражении (6) подробно рассмотрены в диссертации. Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов для "несмешанной" выборки аналогична (6), как было отмечено в разделе 4.4.2.

В амплитудный анализ осцилляций были включены все события в интервале масс от 4,83 до 5,46 ГэВ/ c^2 (рис. 9). На левом рисунке 11 показано изменение амплитуды A в зависимости от Δm_{B_s} . Поскольку статистика слишком мала, этот анализ даёт пренебрежимо малое ограничение на величину частоты осцилляций: $\Delta m_{B_s} > 1,5 \text{ ps}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $0,4 \text{ ps}^{-1}$. С другой стороны, несмотря на малую статистику, наиболее важной особенностью этого метода является относительно низкая ошибка в амплитуде A при высоких значениях Δm_{B_s} по сравнению с инклюзивными методами. Точность измерения времени распада B_s^0 мезонов для большинства мезонов основного пика составляет порядка $0,07 \text{ ps}$ и $(0,07 - 0,09) \text{ ps}$ в спутнике пике, в зависимости от канала распада. Такое разрешение более, чем в 2 раза лучше, чем разрешение измерения времени распада B_s^0 мезонов в инклюзивных методах. Благодаря отличному временному разрешению анализ эксклюзивных B_s^0 мезонов обеспечивает чувствительность к значительно большим

значениям Δm_{B_s} , чем анализ полулептонных распадов B_s^0 , доминирующий в области малых значений Δm_{B_s} . Из-за лучшего временного разрешения, величина $\sigma(A)$ в анализе эксклюзивных B_s^0 мезонов увеличивается медленно (рис. 11-а). Отношение соответствующих ошибок $\sigma(A)$ анализа полностью реконструированных B_s^0 мезонов и анализа полулептонных распадов B_s^0 мезонов составляет 5 (2) при малых (больших) значениях Δm_{B_s} (рис. 11-б).

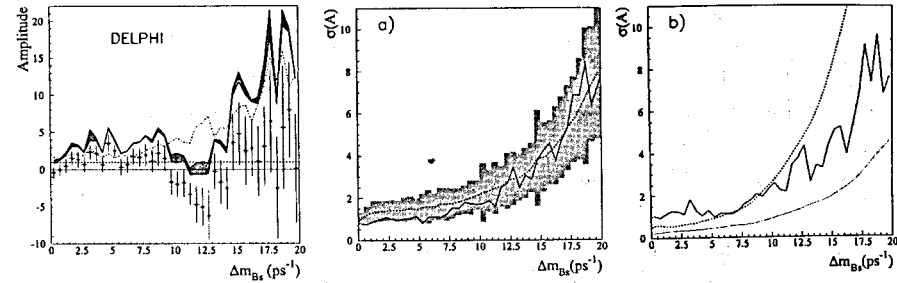


Рис. 11: (Слева): Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от Δm_{B_s} . Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия относится к кривой чувствительности. а): Сплошная линия показывает изменение ошибки амплитуды осцилляций $\sigma(A)$ в зависимости от Δm_{B_s} . Пунктирная линия показывает изменение усреднённой ошибки $\sigma(A)$, полученной на 100 Монте-Карло выборках B_s^0 мезонов со статистической эквивалентной статистике экспериментальных данных. Цветом показана область $\pm 2\sigma(A)$ вокруг среднего без учёта систематических ошибок. б): Сравнение ошибок $\sigma(A)$ в зависимости от Δm_{B_s} для трёх анализов: сплошная линия соответствует эксклюзивному B_s^0 анализу, а штриховая и пунктирные линии показывают результаты $D_s^+ h^+$ и $D_s^+ l^+$ анализов соответственно.

Этот анализ представлял собой первую попытку использования эксклюзивных B_s^0 мезонов в поиске $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций. Его результаты были представлены на зимней конференции "Rencontres de Moriond 1998" и на летней конференции ICHEP'98 в Ванкувере. Впоследствии эксклюзивный B_s^0 анализ был повторён экспериментами ALEPH в CERN и CDF в Fermilab.

Следует подчеркнуть, что именно использование полностью реконструированных B_s^0 мезонов явилось решающим в последующем открытии $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в эксперименте CDF в 2006 году. Из публикации CDF: "Адронные и полулептонные моды распада являются взаимодополняющими. Полулептонные распады доминируют в области малых значений Δm_{B_s} . Полностью реконструированные B_s^0 мезоны имеют наилучшее временное разрешение и большое количество таких распадов восстановленных в эксперименте является уникальной особенностью CDF, обеспечивающей чувствительность к значительно большим значениям Δm_{B_s} , чем в других экспери-

ментах. Мы зарегистрировали сигналы от 5600 полностью реконструированных адронных распадов B_s^0 , от 3100 частично реконструированных адронных распадов B_s^0 и от 61500 частично реконструированных полулептонных распадов B_s^0 .

Глава 6 посвящена обсуждению результатов измерения времени жизни B_s^0 мезона и поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций. Поиск B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций, с использованием частично восстановленных полулептонных и адронных распадов B_s^0 мезонов, а также полностью реконструированных B_s^0 мезонов представлен в данной диссертации. Дополнительно в DELPHI применялись более инклюзивные методы поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций без реконструкции D и B_s^0 мезонов: анализировались а) события содержащие лептон с высоким поперечным импульсом p_t и б) события с реконструированными вторичными вершинами.

Время жизни B_s^0 мезона

Вследствие того, что B_s^0 (или \bar{B}_s^0) мезоны являются суперпозицией двух собственных массовых состояний: $|B_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{sH}^0\rangle + |B_{sL}^0\rangle)$; $|\bar{B}_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{sH}^0\rangle - |B_{sL}^0\rangle)$, среднее время жизни B_s^0 мезона может быть корректно вычислено, измерив по отдельности времена жизни каждого из массовых состояний $\tau_{B_{sL}^0}$ и $\tau_{B_{sH}^0}$. Из имеющихся данных 2016 года группой HFAG⁵ (Heavy Flavor Averaging Group) были получены следующие величины:

$$\tau_{B_{sL}^0} = \frac{1}{\Gamma_L} = \frac{1}{\Gamma_s + \Delta\Gamma_s/2} = 1,414 \pm 0,006 \text{ пс}; \quad (7)$$

$$\tau_{B_{sH}^0} = \frac{1}{\Gamma_H} = \frac{1}{\Gamma_s - \Delta\Gamma_s/2} = 1,609 \pm 0,010 \text{ пс}; \quad (8)$$

$$\tau_{B_s^0} = \frac{1}{\Gamma_s} = \frac{2}{\Gamma_L + \Gamma_H} = 1,505 \pm 0,005 \text{ пс}; \quad (9)$$

$$\frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B^0}} = 0,990 \pm 0,004. \quad (10)$$

Более правильно сравнивать, измеренное в DELPHI значение $\tau_{B_s^0}$, со временем жизни

В мезон	Время жизни (пс)			
	Теория	DELPHI	HFAG 2005	HFAG 2016
$\tau_{B_s^0}$	-	$1,46 \pm 0,11$	$1,461 \pm 0,040$	$1,505 \pm 0,005$
τ_{B^0}	-	$1,53 \pm 0,04$	$1,527 \pm 0,008$	$1,520 \pm 0,004$
$\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0}$	$1,00 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,07$	$0,957 \pm 0,027$	$0,990 \pm 0,004$

Таблица 1: Времена жизни B_s^0 и B^0 мезонов и их отношение. В таблице приведены мировые значения 2005 и 2016 годов.

B_s^0 мезона, вычисленным группой HFAG простым усреднением без учёта пропорций $\tau_{B_{sL}^0}$ и $\tau_{B_{sH}^0}$. Последнее такое усреднение проводилось в 2005 году за год до открытия B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций. Как видно из таблицы 1, измеренные в DELPHI времена жи-

⁵В марте 2017 года группа HFAG сменила аббревиатуру и теперь называется HFLAV.

ни B_s^0 , B^0 мезонов и их отношение, находятся в прекрасном согласии со средними значениями не только 2005⁶ года, но и последующих измерений.

Верхний предел на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$

По результатам анализа полулептонных и адронных распадов B_s^0 мезонов получено ограничение на относительную разницу ширин распада собственных массовых состояний B_s^0 мезона: $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,45$ на 95% уровне достоверности.

По состоянию на лето 2016 года значение $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ составляло $0,129 \pm 0,009$.

Нижний предел на $\Delta m_{B_s^0}$

По результатам всех пяти анализов поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций установлен (рис. 12) нижний предел на частоту осцилляций B_s^0 мезона: $\Delta m_{B_s^0} > 8,5 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью равной $12,0 \text{ пс}^{-1}$.

По состоянию на лето 2016 года значение $\Delta m_{B_s^0}$ составляло $17,757 \pm 0,021 \text{ пс}^{-1}$.

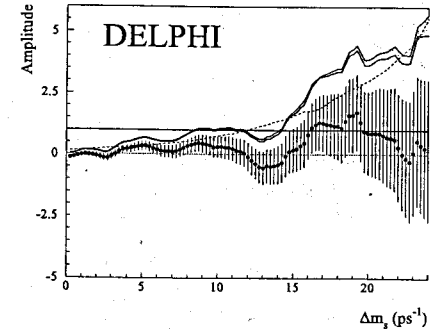


Рис. 12: Зависимость амплитуды осцилляций A от $\Delta m_{B_s^0}$ ($\Delta m_{B_s^0} \equiv \Delta m_s$). Точками с ошибками показаны экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Пунктирная линия соответствует кривой чувствительности.

До открытия осцилляций в 2006 году нижний предел частоту осцилляций B_s^0 мезона составлял $\Delta m_{B_s^0} > 14,4 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $18,2 \text{ пс}^{-1}$ (нижний рис. 13). Эти значения были получены объединением результатов измерений различных экспериментов. На верхнем рис. 13 показаны вклады отдельных экспериментов⁷ с указанием использованного метода измерения $\Delta m_{B_s^0}$.

Эволюция (2000/2005/2006 гг.) мировых "усилий" по измерению $\Delta m_{B_s^0}$ показана на рис. 14. Как видно указание на сигнал в интервале $(15 - 20) \text{ пс}^{-1}$ появилось ещё во времена работы LEP.

⁶Среднее значение определяется в основном измерениями CDF/D0, которые значительно более точные, чем измерения ALEPH/DELPHI/OPAL.

⁷DELPHI представлено четырьмя измерениями вместо пяти, так как $D_s^{\pm}h^{\mp}$ анализ был объединён с эксклюзивным B_s^0 анализом.

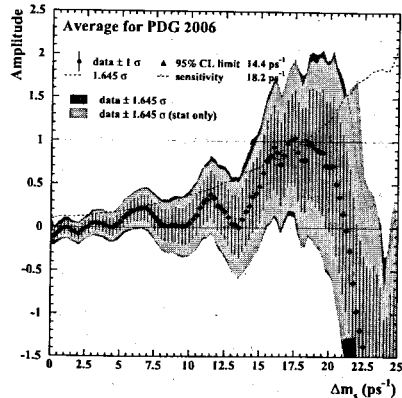
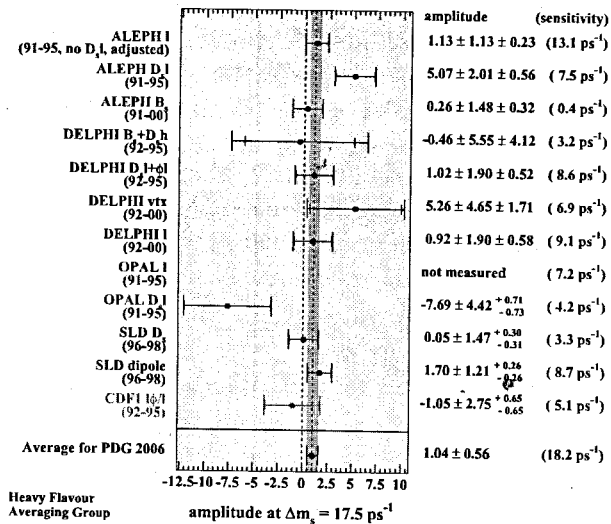


Рис. 13: Значения амплитуды A осцилляций $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ в 2006 году до измерения $\Delta m_{B_s^0}$ на CDF. Верхний рисунок: вклады отдельных экспериментов с указанием использованного метода измерения $\Delta m_{B_s^0}$. Нижний рисунок: зависимость амплитуды осцилляций A от $\Delta m_{B_s^0}$. Точками с ошибками показаны экспериментальные данные. Пунктирная линия представляет кривую чувствительности. На рисунках $\Delta m_s \equiv \Delta m_{B_s^0}$.

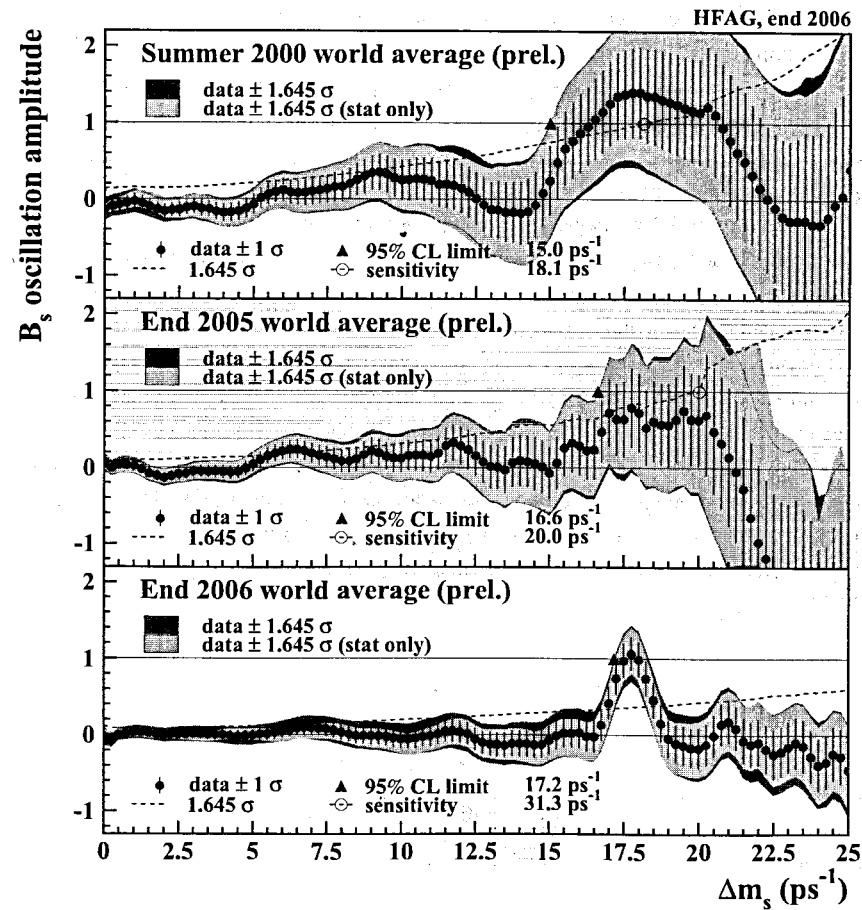


Рис. 14: Указание на сигнал в интервале (15 – 20) ps⁻¹ появилось ещё во времена работы LEP, но только высокостатистические данные с Тэватрона в Fermilab позволили реально провести измерение в этом интервале. На трёх рисунках показаны спектры комбинированной B_s^0 амплитуды в 2000 (завершение эпохи LEP), 2005 и 2006 (измерение $\Delta m_{B_s^0}$ на Тэватроне) годах. На рисунке $\Delta m_s \equiv \Delta m_{B_s^0}$.

В седьмой главе обсуждаются методы исследования спиновой структуры нуклона. В настоящее время известно, что вклад спиральностей кварков в спин протона составляет порядка 25%, что значительно ниже величины 60% ожидавшейся из правила сумм Ellis-Jaffe. Это противоречие получило название "спинового кризиса", изящным решением которого, был бы большой ($\Delta G \approx 2,6$) вклад глюонов в полный спин нуклона.

Накопленные данные по инклюзивному поляризованному ГНР, покрывают более узкий интервал виртуальности фотона, Q^2 , по сравнению с неполяризованным ГНР. Поэтому КХД анализ этих данных имеет ограниченную чувствительность к распределению спиральности глюонов, $\Delta g(x)$, как функции доли импульса нуклона, x , переносимой взаимодействующим глюоном, и к её первому моменту ΔG .

Величиной доступной экспериментально в прямых методах измерения является отношение $\Delta g(x)/g(x)$, называемое поляризацией глюонов. В этом отношении $g(x)$ является неполяризованным распределением глюонов.

В параграфе 7.1 седьмой главы обсуждаются прямые методы измерения поляризации глюонов в мюонном пучке. В ГНР поляризация глюонов $\Delta g/g$ может быть измерена через партонный процесс с участием глюонов. Так как глюоны не несут электрического заряда, в нулевом приближении они не могут взаимодействовать с фотоном. В следующем порядке взаимодействие возможно путём обмена кварком между фотоном и глюоном, приводящее к рождению $q\bar{q}$ пары, как это показано на рис. 15. Такой процесс $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$ называется реакцией Фотон-Глюонного Слияния (ФГС).

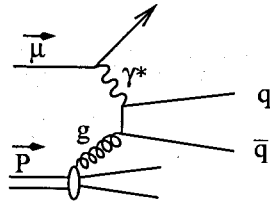


Рис. 15: Диаграмма ФГС, используемая для прямого измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ в мюонном пучке.

В ГНР в лидирующем порядке теории возмущений КХД⁸ величина Бьёркеновской переменной, x_B , совпадает с долей импульса нуклона, приходящейся на взаимодействующий кварк. В процессах в следующем за ЛП КХД, как в реакции ФГС (рис. 15), невозможно точно вычислить долю импульса нуклона, x , приходящуюся

⁸В дальнейшем для краткости, вместо "лидирующий порядок теории возмущений КХД", будет использоваться сокращённое выражение "ЛП КХД".

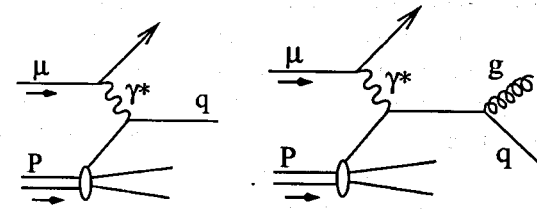


Рис. 16: Диаграммы фоновых процессов к реакции ФГС при измерении $\Delta g/g$ методом "больших p_T ": слева реакция ГНР в ЛП КХД, а справа комптоновское КХД рассеяние.

на взаимодействующий глюон. Это означает, что измерение поляризации глюонов $\Delta g/g$ является по сути измерением её среднего значения $\langle \Delta g/g \rangle$ в определённом интервале x , который вычисляется методом Монте-Карло.

В разделе 7.1.1 рассмотрено измерение $\Delta g/g$ методом "больших p_T " ("High p_T Method").

Прямые измерения средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$ в ограниченном интервале x были выполнены в экспериментах SMC, HERMES и COMPASS в модельно-зависимом приближении анализа реакции ФГС. В этих экспериментах изучались события, содержащие пару адронов с большими (1-2) ГэВ/с поперечными импульсами. Большие поперечные импульсы по отношению к виртуальному фотону позволяют увеличить вклад реакции ФГС в отобранных событиях. Процесс ЛП КХД (рис. 16 левая диаграмма) оказывается существенно подавленным, поскольку в этом случае адроны рождаются преимущественно вдоль оси виртуального фотона. Серьёзным фоном для реакции ФГС (рис. 15) является КХД комптоновский процесс (рис. 16 правая диаграмма), так как адроны в этом случае рождаются со схожей топологией.

Метод "больших p_T " обеспечивает лучшую статистическую точность измерений по сравнению с методом "открытого очарования", рассмотренным ниже, однако получаемый результат сильно зависит от моделирования фоновых процессов КХД методом Монте-Карло. Пертурбативный масштаб в этом методе составляет $\mu^2 \approx (p_T^1)^2 + (p_T^2)^2 \approx 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$.

В разделе 7.1.2 обсуждается измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования" ("Open Charm Method").

Вклад очарованного кварка во внутреннюю структуру протона, при рассматриваемых энергиях COMPASS в системе центра масс, считается пренебрежимо малым. Образование $c\bar{c}$ пар в процессе фрагментации сильно подавлено по сравнению с рождением более лёгких $q\bar{q}$ пар. Вследствие этого, реакция фотон-глюонного слияния $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c}$ (рис. 15) рассматривается, как доминирующий механизм рождения $c\bar{c}$ пар

в ГНР и служит основой для измерения средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$ в ограниченном интервале x методом "открытого очарования". Рождённая $c\bar{c}$ пара приводит к образованию, в основном, D^0 мезонов, предполагая спин-независимую фрагментацию. В этом методе пертурбативный масштаб определяется поперечной массой очарованного кварка, $\mu^2 \equiv 4M_T^2 = 4(m_c^2 + p_T^2)$, где p_T поперечный импульс D^0 мезона по отношению к виртуальному фотону.

В обоих методах – "открытого очарования" и "больших p_T " – измеряется двойная спиновая асимметрия, A^{gaw} , чтобы извлечь поляризацию глюонов. Связь A^{gaw} с поляризацией глюонов $\Delta g/g$ определяется следующим выражением:

$$A^{gaw} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = f P_B P_T (a_{LL} \frac{\sigma_{\text{ФГС}}}{\sigma_{\text{ФГС}} + \sigma_B} \frac{\Delta g}{g} + A_B), \quad (11)$$

здесь $N^{\uparrow\downarrow}$ обозначает число зарегистрированных событий, в конфигурации с противоположными направлениями поляризаций пучка и мишени, $a_{LL} N^{\uparrow\uparrow}$ – в конфигурации совпадения направлений поляризаций. Сечения реакции ФГС и фона обозначаются, как $\sigma_{\text{ФГС}}$ и σ_B . Обозначения P_T , P_B и f относятся к поляризациям мишени, пучка и коэффициенту растворения рабочего вещества мишени соответственно.

Отношение $\sigma_{\text{ФГС}}/(\sigma_{\text{ФГС}} + \sigma_B)$ в методе "больших p_T " определяется методом Монте-Карло и составляет $\sim 0,3$. В методе "открытого очарования" эта величина зависит от экспериментального разрешения измерения массы D^0 мезонов и может составлять $\sim 0,5$. Однако более важным, чем разница в этих цифрах, является тот факт, что в методе "открытого очарования" отношение $\sigma_{\text{ФГС}}/(\sigma_{\text{ФГС}} + \sigma_B)$ определяется непосредственно из экспериментальных данных, в то время как в методе "больших p_T " эта величина модельно зависима и всецело основывается на расчётах методом Монте-Карло вклада от различных источников фона.

В параграфе 7.2 обсуждаются измерения $\Delta g/g$ на $\bar{p}\bar{p}$ коллайдере RHIC.

Одним из преимуществ $\bar{p}\bar{p}$ экспериментов на RHIC является более высокая энергия в системе центра масс (до $\sqrt{s} = 200$ ГэВ) по сравнению с энергией $\sqrt{s} = \sqrt{2ME} = \sqrt{2} \cdot 0,938 \cdot 160 = 17$ ГэВ мюонного пучка в экспериментах на COMPASS. Это преимущество приводит к более надёжной интерпретации данных в рамках пертурбативной КХД. С другой стороны наличие двух адронов в первоначальной реакции сильно усложняет анализ данных по сравнению с ГНР, где с протоном взаимодействует бесструктурная частица.

В восьмой главе рассмотрено измерение $\Delta g/g$ в COMPASS. В параграфе 8.1 кратко представлен эксперимент COMPASS на SPS. COMPASS, эксперимент с фиксированной мишенью, расположен на мюонном капале M2 ускорителя SPS в CERN. Мюоны с энергией 160 ГэВ рассеиваются на дейтронной (протонной) мишени, находящейся внутри сверхпроводящего магнита.

Установка включает в себя два дипольных магнита, SM1 и SM2, расположенных на расстоянии 14 м друг от друга и имеющих интегралы магнитных полей 1 Тм и 4,4 Тм, соответственно. Использование двух диполей продиктовано необходимостью детектировать частицы в широком импульсном и угловом диапазонах. Основное предназначение SM2 заключается в определении импульса рассеянного мюона (μ').

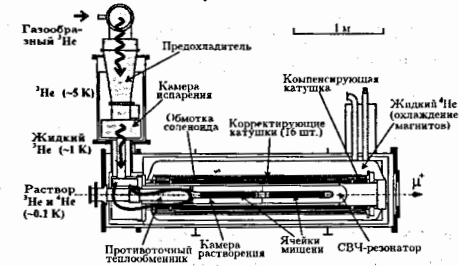


Рис. 17: Схематический вид сбоку на поляризованную мишень COMPASS. Стрелками показан маршрут циркуляции хладагента ^3He внутри мишени. Основные компоненты системы: криогенное оборудование, сверхпроводящий магнит, два многомодовых СВЧ-резонатора и приспособление для измерения поляризации (Q-метр)

Одной из основных компонент эксперимента является поляризованная мишень, показанная на рис. 17. Большая твердотельная мишень расположена внутри большого сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле 2,5 Т с однородностью $\delta B/B$ лучше, чем 10^{-4} . Мишень состоит из двух (трёх) ячеек, которые поляризуются методом динамической поляризации ядер либо вдоль, либо перпендикулярно направлению движения пучка. Рабочим веществом мишени являются ^6LiD (NH_3), которые обладают высокой поляризационной способностью. В 2002-2004 годах угловой акцептанс составлял ± 69 мрад для начала и ± 170 мрад для конца материала мишени. Начиная с 2006 года был установлен новый широкоапертурный магнит. Этот магнит обеспечил угловой акцептанс ± 180 мрад для начала материала мишени, что обеспечило значительное улучшение акцептанса для адронов и совпадало с акцептансом ± 180 мрад самого спектрометра.

В первой части спектрометра установлен детектор черенковского излучения RICH, который способен проводить идентификацию частиц в импульсном диапазоне 2,5–50 ГэВ. Пороговые импульсы, при которых частица начинает излучать "черенковские" фотоны, равны 2,5, 8,9 и 17,0 ГэВ для π , K и p, соответственно.

В параграфе 8.2 подробно изложено измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования". COMPASS является единственным экспериментом, в котором было предложено и выполнено измерение $\Delta g/g$ этим методом. Распределение глюонов в нуклоне доступно через механизм ФГС $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c}$ глубоко-неупругого рассеяния, в ко-

тором измеряемая фотон-нуклонная асимметрия виртуального фотона⁹ $A_{\gamma N}$ позволяет извлечь поляризацию глюонов $\Delta g/g$. Рождённые в этой реакции $c\bar{c}$ пары, в основном, фрагментируют в векторные и псевдоскалярные нестранные очарованные мезоны в соотношениях: $D^*(2010)^\pm: D^*(2007)^0: D^\pm: D^0 = 3:3:1:1$. Все нейтральные и 68% заряженных векторных мезонов распадаются на псевдоскалярный D^0 мезон сопровождаемый либо π^\pm , либо π^0 , либо γ : $D^*(2007)^0 \rightarrow D^0\pi^0$, $D^*(2007)^0 \rightarrow D^0\gamma$, $D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0\pi^\pm$. В реакции ФГС преимущественно рождаются очарованные D^0 мезоны, которые и были использованы для измерения асимметрии $A_{\gamma N \rightarrow D^0 X}$. Важной особенностью каскадного рождения D^0 мезонов является возможность наложения ограничения на разницу масс $\Delta M = M_{D^*} - M_{D^0}$ для подавления комбинаторного фона.

В разделе 8.2.1 рассмотрен отбор событий с D^0 мезонами. В методе "открытого очарования" в каждом событии реконструируется только один очарованный D мезон. Псевдоскалярные D^0 мезоны могут быть продуктами распада векторных D^* мезонов. Вследствие чего, анализируемые события разделяются на две группы (выборки). Первая выборка с распадами векторных $D^*(2010)^+$ мезонов ($D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi_{slow}^+ \rightarrow (K^-\pi^+/K^-\pi^+\pi^0/K^-\pi^+\pi^+\pi^-)\pi_{slow}^+$) называется "меченой", а вторая с распадами только псевдоскалярных D^0 мезонов ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) называется "немеченой".

Распределения инвариантных масс для "меченых" и "немеченых" выборок показано на рис. 18. Наиболее наглядно виден сигнал D^0 мезона с разрешением $27 \text{ МэВ}/c^2$ в правой части рисунка. Там же видна и вторая структура от распадов $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ с нереконструированными π^0 мезонами, сдвинутая примерно на $-250 \text{ МэВ}/c^2$.

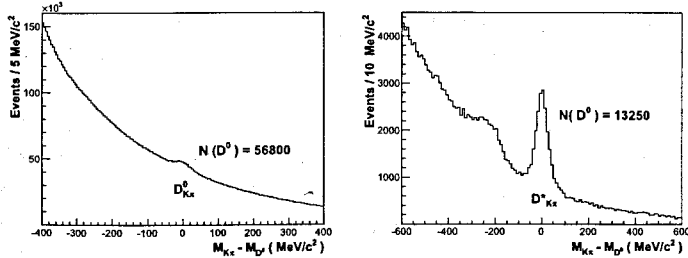


Рис. 18: Спектры инвариантных масс $D_{K\pi}^0$ (слева, "немеченая" выборка) и $D_{K\pi}^*$ (справа, "меченая" выборка) кандидатов. Указано приблизительное число D^0 мезонов в пиках.

Распределения инвариантных масс для менее статистически значимых выборок, $D_{K\pi\pi}^*$ и $D_{K_{sub}\pi}^*$, показаны на рис. 19. Выборка $D_{K_{sub}\pi}^*$ содержит K мезоны с импульсом менее $9 \text{ ГэВ}/c$, что ниже порога их идентификации детектором RICH. Для таких K_{sub} мезонов требовалось, чтобы они не были идентифицированы, как пионы или

⁹В дальнейшем для простоты будет употребляться выражение "фотон-нуклонная асимметрия".

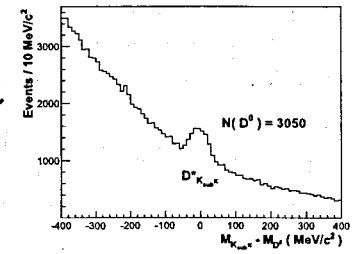
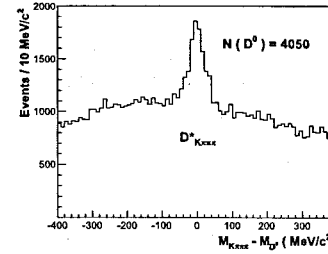
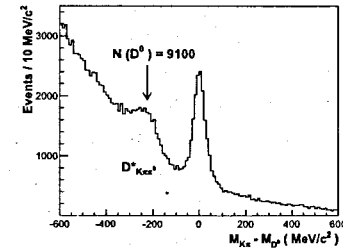


Рис. 19: Спектр инвариантных масс для "меченых" выборок $D_{K\pi\pi^0}^*$, $D_{K\pi\pi}^*$ и $D_{K_{sub}\pi}^*$ мезонов. На каждом распределении указано примерное число D^0 мезонов в пиках.

электроны.

В разделе 8.2.2 рассматривается вычисление фотон-нуклонной асимметрии $A_{\gamma N \rightarrow D^0 X}$. Число событий, зарегистрированных в определённой ячейке в определённый интервал времени, записывается в виде:

$$\frac{d^k N}{dm dX} = a\phi n(s+b) \left[1 + P_t P_\mu f \left(\frac{s}{s+b} A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X} + \frac{b}{s+b} A_B \right) \right] \quad (12)$$

Здесь $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$ является продольной двойной спиновой асимметрией дифференциального сечения для событий с D^0 или \bar{D}^0 мезоном в конечном состоянии, а A_B соответствующая асимметрия фона. Далее, $m \equiv M_{K\pi}$ (или $m \equiv M_{K\pi\pi}$), символ X обозначает набор из $k-1$ кинематических переменных события ($p_T^{D^0}$, E_{D^0} , Q^2 , y , ...), а обозначения a , ϕ и n относятся к акцептансу спектрометра, потоку падающих мюонов, проинтегрированных по временному интервалу, и числу нуклонов в мишени соответственно.

Спиновые асимметрии сигнала и фона умножаются на относительные пропорции сигнала $s(m, X)/(s(m, X) + b(m, X))$ и фона $b(m, X)/(s(m, X) + b(m, X))$, которые, являясь функциями m и X , чувствительны к экспериментальным разрешениям. Отношение $s/(s+b)$ принято называть "чистотой сигнала", а отношение $b/(s+b)$ "чистотой фона".

Поляризация глюонов $\Delta g/g$ извлекается из фотон-нуклонной асимметрии $A_{\gamma N \rightarrow D^0 X}$,

определяемой через асимметрию $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$ соотношением $A^{\gamma N} = A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X} / D$. Аналогично асимметрия фона может быть записана в виде $A_B^{\gamma N} = A_B / D$. Здесь D обозначает коэффициент деполаризации, учитывающий передачу поляризации виртуальному фотону от налетающего мюона. Поскольку аксептанс и мюонный поток в уравнении (12) неизвестны с достаточной точностью, для извлечения асимметрии $A^{\gamma N}$ был использован метод взвешивания событий, позволяющий получить статистическую точность, сравнимую с точностью метода максимального правдоподобия. В методе взвешивания событий асимметрия фона $A_B^{\gamma N}$ вычисляется одновременно с асимметрией сигнала $A^{\gamma N}$; при этом каждое событие взвешивается один раз с весом сигнала $w_S = P_\mu f D \frac{a}{s+b}$ и один раз с весом фона $w_B = P_\mu f D \frac{b}{s+b}$. Ожидаемая величина суммы весов сигнала в ячейке мишени может быть представлена в виде:

$$\left\langle \sum_{i=1}^{N_t} w_{S,i} \right\rangle = \int w_S(X, m) \frac{d^k N_t}{dm dX} dm dX$$

$$= \alpha_{S,t} \left[1 + \langle \beta_S \rangle_{w_S} \langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S} + \langle \beta_B \rangle_{w_S} \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B} \right]. \quad (13)$$

Используемые в уравнении символы $\alpha_{S,t}$ и $\langle \eta \rangle_w$, определяются как:

$$\alpha_{S,t} = \int w_S a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX \quad \langle \eta \rangle_w = \frac{\int \eta w a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX}{\int w a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX} \quad (14)$$

где $\beta_S = w_S P_t$, $\beta_B = w_B P_t$, $\eta \in [\beta_S, \beta_B, A^{\gamma N}, A_B^{\gamma N}]$ и $w \in [w_S, w_B, w_S \beta_S, w_S \beta_B]$. Индекс t обозначает ячейку мишени до ($t = u, d$) и после ($t = u', d'$) изменения направления спина, а N_t число событий зарегистрированных в данной ячейке¹⁰. Для суммы весов фона $\langle \sum_{i=1}^{N_t} w_{B,i} \rangle$ можно написать такое же уравнение, как и (13) с аналогичным определением символов. В целом, получается восемь уравнений, подобных уравнению (13), для двух спиновых конфигурациях для весов сигнала и фона в двух ячейках. Эти восемь уравнений содержат 12 неизвестных величин: асимметрии $\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S}$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B}$, $\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B}$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B}$ и по четыре коэффициента аксептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$.

Коэффициенты аксептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$ не могут быть вычислены с достаточной точностью, чтобы извлечь $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ напрямую из 8 уравнений. Предполагая, что как для сигнала, так и для фона, возможные эффекты от изменения аксептанса в верхних и нижних ячейках одинаковы ($\alpha^u / \alpha^d = \alpha^{u'} / \alpha^{d'}$), число неизвестных переменных уменьшается до десяти. С ещё одним дополнительным предположением, что возможные эффекты от изменения аксептанса одинаковы для событий сигнала и фона в одной и той же ячейке мишени, остаётся система из 8 уравнений с девятью

¹⁰Для данных в 2006–2007 годов, d и u обозначают центральную ячейку и сумму двух остальных соответственно.

неизвестными. И, наконец, при двух дополнительных предположениях:

$$\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S} = \langle A^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B} = A^{\gamma N} \quad \text{и} \quad \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B} = \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B} = A_B^{\gamma N}, \quad (15)$$

число неизвестных уменьшается до семи. Эти предположения означают постоянство величин $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ в интервалах измерения по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} .

Возможная неопределённость в поляризации глюонов от всех этих предположений, учитывалась в систематической ошибке. Используя набор из восьми уравнений, асимметрия $A^{\gamma N}$ и асимметрия фона $A_B^{\gamma N}$ вычислялись одновременно стандартным методом наименьших квадратов, принимая во внимание статистическую корреляцию между $\sum w_S$ и $\sum w_B$ в одной и той же ячейке мишени.

В разделе 8.2.3 рассмотрена чистота сигнала. Чистота сигнала, $s/(s+b)$, может быть извлечена из фита распределений инвариантных масс D^0 кандидатов. Она зависит от кинематических переменных, например, чистота велика при большом поперечном импульсе $p_T^{D^0}$ системы $K\pi$ и мала при небольших $p_T^{D^0}$.

Для того чтобы учесть эту кинематическую зависимость чистоты сигнала, в анализе были использованы нейронные сети, позволявшие провести разделение сигнальных и фоновых событий, используя только реальные данные. На входе нейронной сети, для каждой из выборок D^0 мезонов, использовались два набора реальных данных. Первый набор состоял из D^0 событий сигнала и событий комбинаторного фона. Это события с правильной комбинацией зарядов ("good charge combination" (gcc)), имея ввиду знаки заряда частиц от распада D^0 кандидатов. Второй набор с неправильной комбинацией зарядов ("wrong charge combination" (wcc)), отбирался таким же образом, однако, требовалось, чтобы сумма знаков заряда соответствующих частиц не была равна нулю. Этот набор содержал только фон и использовался, как его модель (рис. 20).

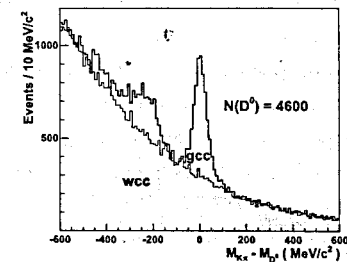


Рис. 20: Распределения инвариантной массы $K\pi$ пары из выборки $D_{K\pi}^*$ с правильной (gcc) и неправильной (wcc) комбинацией знаков заряда частиц. Используются данные 2007 года, полученные на протонной (NH_3) мишени.

Нейронная сеть позволяет наглядно разделять события сигнала и фона по разнице формы gsc и wsc распределений кинематических переменных. На рис. 21 в качестве примера показаны распределения переменной $\cos \theta^*$ для событий из зоны сигнала и для событий вне зоны сигнала.

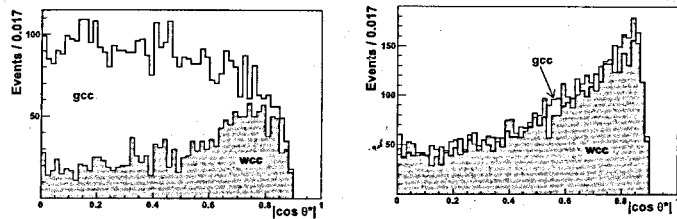


Рис. 21: Распределения $|\cos \theta^*|$ (полярного угла К мезона в системе центра масс D^0 мезона по отношению к импульсу D^0) в лабораторной системе D^0 мезона для gsc и wsc событий ($D_{K\pi}^*$ выборка данных 2006 года). Слева события из зоны сигнала (в пределах ± 40 МэВ/ c^2 от номинальной массы D^0 мезона), справа события из зоны вне сигнала.

Нейронная сеть классифицирует gsc события согласно их подобию по кинематике относительно событий wsc и для каждого события присваивается вероятность относиться к сигналу. Вероятность 0,5 присваивается событиям, в которых невозможно разделить сигнал и фон. Если нейронная сеть обучается на чистых выборках, например, чисто фоновые события или сигнал с очень большой статистической значимостью по отношению к фону, то выход нейронной сети $[s/(s+b)]_{NN}$, может быть интерпретирован, как оценка чистоты сигнала в выбранном интервале масс.

Фит спектра инвариантных масс в интервалах $[s/(s+b)]_{NN}$ чистоты сигнала может так же служить проверкой классификации событий, полученной нейронной сетью. Для всех выборок наблюдается (рис. 22) хорошее согласие между чистотой сигнала полученной, как нейронной сетью, так и в результате фита. Аналогично наблюдается хорошее согласие в сравнении чистоты сигнала $s/(s+b)$ для нейронной сети и реальных данных в интервалах по $p_T^{D^0}$ поперечного импульса D^0 мезона по отношению к виртуальному фотону его энергии E_{D^0} .

В разделе 8.2.4 для теоретических расчётов, приведены фотон-нуклонные асимметрии $A^{\gamma N}$ в интервалах по $p_T^{D^0}$ и по E_{D^0} и средние значения кинематических переменных Q^2 и y в этих интервалах.

В параграфе 8.3 изложены методы извлечения $\Delta/g/g$ из асимметрии $A^{\gamma N}$, как в ЛП КХД, так и в следующем за ЛП КХД приближениях. В анализе пренебрегались вкладами от непертурбативных компонент очарованного кварка или очарованного адрона в волновую функцию нуклона. Их вклад, оцениваемый на уровне $\lesssim 1\%$, принципиально отличается от вклада пертурбативного "расщепления" глюона на $c\bar{c}$ пару, который сильно уменьшается с ростом x_B . Вклад от флуктуирующих фотонов

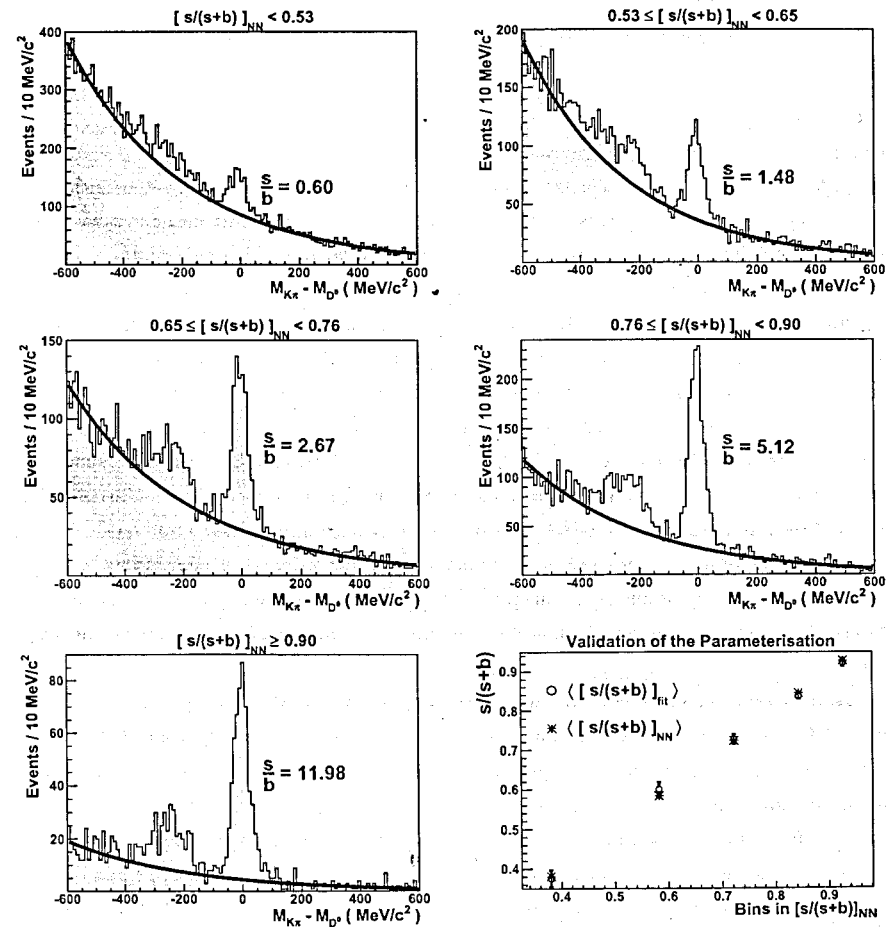


Рис. 22: Спектры инвариантных масс $K\pi$ в интервалах чистоты сигнала $[s/(s+b)]_{NN}$ в нейронной сети для выборки $D_{K\pi}^*$. На последнем рисунке показано сравнение чистоты сигнала, полученное в нейронной сети $[s/(s+b)]_{NN}$, и в результате фита $[s/(s+b)]_{fit}$. Кривые на гистограммах показывают распределение фона. Статистическая значимость $D_{K\pi}^*$ сигнала приведена в единицах отношения s/b . Чистоты сигнала определялись в пределах ± 40 МэВ/ c^2 от центрального значения измеренной массы D^0 мезона в интервале $[s/(s+b)]_{NN}$.

оценивался с помощью RAPGAP генератора и был найден в кинематической области COMPASS пренебрежимо малым.

В разделе 8.3.1 обсуждается измерение $\Delta g/g$ в ЛП КХД. Поляризация глюонов $\Delta g/g$ в ЛП КХД приближении может быть получена из соотношения:

$$A^{\mu N} = DA^{\gamma N} = a_{LL} \frac{\Delta g}{g}, \quad (16)$$

где a_{LL} является партонной асимметрией подпроцесса $\mu g \rightarrow \mu' c\bar{c}$, зависящей от партонной кинематики, а D - фактор деполяризации. Асимметрия a_{LL} экспериментально недоступна для каждого отдельного события, поэтому для её оценки использовались нейронные сети. Обучение нейронной сети проводилось на Монте-Карло событиях, при моделировании которых использовался генератор AROMA с отключением партонных ливней. Очарованные D^0 мезоны "пропускались" через программу GEANT, моделирующую установку COMPASS, а затем обрабатывались теми же программами анализа, что и реальные данные. Далее использовалась нейронная сеть с параметризацией моделированной партонной асимметрии a_{LL} в терминах набора кинематических переменных: $X = \{Q^2, y, x, p_T^{D^0}, E_{D^0}\}$. Нейронная сеть предсказывает значения a_{LL} , основанные на кинематике события. Для каждого Монте-Карло события нейронная сеть минимизирует разницу между моделированным значением a_{LL} и параметризованным значением a_{LL} , основанном на наблюдаемых величинах X . Процесс обучения нейронной сети завершился, когда разница между моделированным Монте-Карло и параметризованным значениями a_{LL} достигала стабильного минимума.

Было использовано шесть независимых параметризаций: для трёх каналов распада ($K\pi$, $K\pi^0$, $K\pi\pi$) и для двух экспериментальных конфигураций 2002–2004 и 2006–2007 годов. Достигнутая корреляция между моделированными и параметризованными значениями a_{LL} составила 77% для канала $D_{K\pi\pi^0}^*$ и 82% для всех остальных. Затем, обученная нейронная сеть, использовалась для анализа реальных данных.

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,06 < x < 0,22$, извлечённая из фотон-нуклонной асимметрии $A^{\gamma N}$ в лидирующем порядке КХД, составила: $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle = -0,10 \pm 0,22$ (стат.) $\pm 0,09$ (сист.).

Для проверки этой величины был использован альтернативный подход определения веса сигнала w_S в методе (раздел 8.2.2) взвешивания событий. Вместо фактора деполяризации D использовалась асимметрия a_{LL} : $w_S = P_{\mu} f a_{LL} s / (s + b)$. В этом случае возможно одновременное извлечение $\langle \Delta g/g \rangle$ и $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$. Как и при одновременном извлечении (раздел 8.2.2) асимметрий сигнала и $A^{\gamma N}$ и фона $A_B^{\gamma N}$, в итоге получается 8 уравнений, но с 10 неизвестными вместо 12: $\langle \Delta g/g \rangle$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ и по четыре коэффициента акцептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$.

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,06 < x < 0,22$, полученная

в этом подходе, составила: $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle^{LO} = -0,06 \pm 0,21$ (стат.) $\pm 0,08$ (сист.) со средневзвешенным значением $\langle x \rangle \approx 0,11$.

Итоги прямых методов измерения поляризации глюонов в ЛП КХД

Полученное значение $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle^{LO}$, показано на рис. 23 вместе с другими измерениями поляризации глюонов в ЛП КХД методом "больших p_T " в экспериментах COMPASS, HERMES и SMC. Для измерения методом "открытого очарования" пертурбативный масштаб составляет ~ 13 (ГэВ/с)², в то время как для всех других измерений ~ 3 (ГэВ/с)².

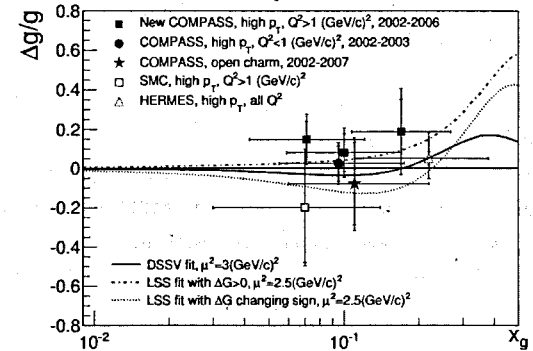


Рис. 23: Мировые результаты прямых измерений поляризации глюонов в ЛП КХД, выполненные методом "открытого очарования" и методом "больших p_T ". Горизонтальная черта указывает на интервал по x_g ($x_g \equiv x$) каждого измерения, а вертикальная на статистическую неопределённость или полную точность.

Кривые $\Delta g(x)/g(x)$, показанные на рис. 23, результат глобальных КХД фитов – LSS (Leader-Sidorov-Stamenov) и DSSV (De Florian-Sassot-Stratmann-Vogelsang) – спиновых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР. Они получены в следующем за ЛП КХД и следовательно, не могут напрямую сравниваться с результатами, полученными в ЛП КХД. Тем не менее интересно отметить, что все они указывают на малую величину $\Delta g(x)/g(x)$ для значений $x \leq 0,20$.

В разделе 8.3.2 рассмотрено измерение $\Delta g/g$ в следующем за ЛП КХД. В ЛП КХД при извлечении поляризации глюонов учитывался только комбинаторный фон. В следующем за ЛП КХД приближении необходим учёт поправок, возникающих от физического фона. Примеры дополнительных процессов, вносящих вклад в рождение $c\bar{c}$ пар в мюонном пучке, приведены на рис. 24.

Помимо КХД поправок к реакции ФГС (рис. 24 а-с), существует ещё и вклад от лёгких кварков, где глюон, испускаемый лёгким кварком, порождает $c\bar{c}$ пару (рис.

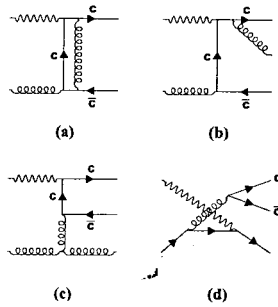


Рис. 24: Диаграммы в следующем за ЛП КХД приближении, вносящие вклад в рождение $c\bar{c}$ пар в пучке мюонов: а) виртуальная коррекция, б), с) тормозное излучение глюонов, д) фон от лёгких кварков.

24-d). Такой механизм просто увеличивает выход D^0 мезонов и не имеет никакого отношения к поляризации глюонов.

Поляризация глюонов $\Delta g/g$ в следующем ЛП КХД приближении может быть получена из соотношения аналогичного соотношению (16) с учётом поправок от физического фона, A_{corr} , которые добавлялись к асимметрии $A^{\gamma N}$:

$$A^{\gamma N} = \frac{a_{LL}}{D} \frac{\Delta g}{g} + A_{\text{corr}}, \quad (17)$$

где a_{LL} партонная асимметрия, вычисленная в следующем за ЛП КХД приближении.

В данном разделе приводится краткое описание вычисления поправок A_{corr} , приведены их значения для всех выборок D^0 мезонов в интервалах по $p_T^{D^0}$. Поправка A_{corr} для лёгкого кварка составила менее 5%, по сравнению с измеренными асимметриями.

Следует отметить, что обучение нейронной сети для анализа в следующем ЛП КХД приближении проводилось на Монте-Карло событиях, при моделировании которых использовался генератор AROMA, включающий партонные ливни. В методе "открытого очарования" средняя величина x , при одном и том же экспериментальном акцептансе, зависит от порядка расчёта в КХД. Энергия в системе центра масс реакции ФГС, требуемая для рождения D^0 мезона больше (рис. 25), если моделируется партонный ливень (следующее за ЛП КХД приближение), по сравнению с ЛП КХД, где партонный ливень не моделируется. Следовательно, значение $\langle x \rangle$, при котором измеряется поляризация глюонов в следующем за ЛП КХД $\langle x \rangle^{\text{NLO}} \approx 0,20$ (см. ниже), больше, чем в ЛП КХД $\langle x \rangle^{\text{LO}} \approx 0,11$.

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$, извлечённая из фотон-нуклонной асимметрии $A^{\gamma N}$ в следующем ЛП КХД, составила $\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15$ (стат.) $\pm 0,15$ (сист.) со средневзвешенным значением $\langle x \rangle \approx 0,20$.

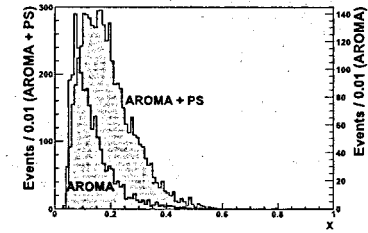


Рис. 25: Распределения долей импульса нуклона x , переносимых взаимодействующими глюонами, для $D_{K^*}^0$ событий Монте-Карло в ЛП КХД (помечено 'AROMA') и в ЛП КХД с партонным ливнем (AROMA + PS). Следует отметить различную нормировку распределений.

КХД фит в следующем за ЛП КХД приближении

Измеренное значение средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$, было включено в КХД фит поляризованных партонных распределений. КХД фит был выполнен с помощью программы, которая ранее использовалась в эксперименте SMC. В этой программе производит численное интегрирование в пространстве (x, Q^2) и все КХД расчёты выполняются в схеме \overline{MS} . В COMPASS программа SMC использовалась ранее для анализа измерений структурной функции g_1 . В новом фите, выполненном в данной работе, использовались те же данные, что и в предыдущем фите с дополнительно включёнными 15 более поздними измерениями COMPASS асимметрии A_1^p и измерением $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$. В Приложении В кратко рассмотрены особенности нового фита.

Распределение $\Delta g(x)/g(x)$, извлечённое из КХД фита, показано на рис. 26 со статистическими ошибками, полученными из матрицы ошибок параметров. Измеренное значение поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$, согласуется в пределах 0,5 стандартных отклонений с распределением $\Delta g(x)/g(x) < 0$, полученным из КХД фита COMPASS, и в пределах 2σ с распределением $\Delta g(x)/g(x) > 0$. Величины первых моментов ΔG составили $0,22 \pm 0,08$ (стат.) и $-0,34 \pm 0,12$ (стат.) для $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и $\Delta g(x)/g(x) < 0$ распределений соответственно. По результатам КХД фита невозможно однозначно определить знак первого момента ΔG .

На рис. 26 также показаны результаты двух других глобальных КХД фитов DSSV (De Florian-Sassot-Stratman-Vogelsang) и LSS (Leader-Sidorov-Stamenov), в которых анализировались мировые данные по инклюзивным и полуинклюзивным асимметриям ГНР.

В параграфе 8.4 подводятся итоги измерения $\Delta g/g$ методом "открытого очарования". Поляризация глюонов и фотон-нуклонные асимметрии $A^{\gamma N}$ впервые в мировой практике изучались методом "открытого очарования", регистрируя D^0 мезоны

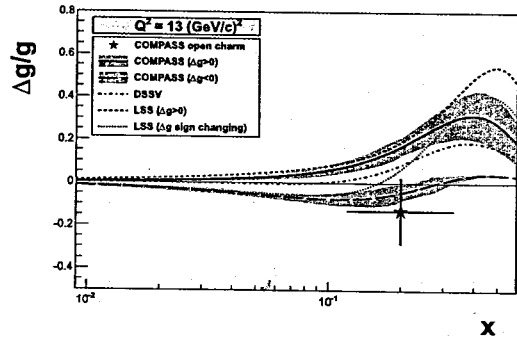


Рис. 26: Сравнение средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$, вычисленной в следующем за ЛП КХД приближении в интервале $0,12 < x < 0,33$, с распределениями $\Delta g(x)/g(x)$ извлечёнными из КХД фитов. Сплошной линией показано распределение $\langle \Delta g(x)/g(x) \rangle > 0$, а штриховой линией распределение $\langle \Delta g(x)/g(x) \rangle < 0$, полученные в КХД фите COMPASS. Также представлены распределения, полученные в глобальных КХД фитах LSS (пунктирная и точечная кривые соответственно для $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и для $\Delta g(x)/g(x)$ меняющей знак) и DSSV (пунктирно-точечная кривая).

в рассеянии поляризованных мюонов на поляризованных протонной и дейтронной мишенях. Механизм фотон-глюонного слияния ГНР рассматривался, как доминирующий источник рождения D^0 мезонов. Пертурбативный масштаб измерения методом "открытого очарования" составлял ~ 13 (ГэВ/с) 2

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,06 < x < 0,22$ в ЛП КХД, оказалась равной $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle^{LO} = -0,06 \pm 0,21$ (стат.) $\pm 0,08$ (сист.) со средневзвешенным значением $\langle x \rangle \approx 0,11$. Измеренное значение $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle^{LO}$, а также измерения SMC, HERMES и COMPASS концентрируются около $x \sim 0,1$ (рис. 23) и указывают на малое значение поляризации глюонов в этой области x . В свою очередь малая величина $\Delta g/g$ может являться индикацией малой величины и первого момента ΔG .

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$ в следующем за ЛП КХД, составила $\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle^{NLO} = -0,13 \pm 0,15$ (стат.) $\pm 0,15$ (сист.) со средневзвешенным значением $\langle x \rangle \approx 0,20$. Значение $\langle \Delta g/g \rangle^{NLO}$ было включено в следующем за ЛП КХД фите поляризованных распределений партонов. Извлечённые из КХД фита величины первых моментов ΔG составили $0,22 \pm 0,08$ (стат.) и $-0,34 \pm 0,12$ (стат.) для распределений $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и $\Delta g(x)/g(x) < 0$ соответственно при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с) 2 . По результатам КХД фита невозможно однозначно определить знак первого момента ΔG .

Измерение COMPASS указывающее, что вклад глюонов, если он положителен, составляет $\Delta G \approx 0,2$, было подтверждено двумя глобальными КХД фитами по-

ляризованных партоновых распределений с учётом результатов RHIC по рождению π^0 мезонов и образованию струй. Оба КХД анализа показали, что первый момент ΔG имеет положительный знак: $\Delta G = 0,19^{+0,06}_{-0,05}$ на 95% уровне достоверности при $x > 0,05$ (DSSV2014 фит) и $\Delta G = 0,23 \pm 0,07$ при $0,05 < x < 0,5$ (NNPDF фит). Оба значения получены при $Q^2 = 10$ (ГэВ/с) 2 .

Величина первого момента спиральности глюонов в последнем LSS (Leader-Sidorov-Stamenov) КХД анализе мировых измерений спиновых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР составила: $\Delta G = 0,286 \pm 0,170$ при $Q^2 = 2,5$ (ГэВ/с) 2 .

В настоящее время, существует два набора измерений ΔG (при $Q^2 \approx 3$ (ГэВ/с) 2 и $Q^2 = 10$ (ГэВ/с) 2), указывающих на величину $\Delta G \approx 0,2$. Помимо отличающихся значений Q^2 , большие ошибки измерений не позволяют сделать более конкретных выводов. В будущем все надежды на более полное понимание вклада глюонов в спин нуклона связываются с электрон-ионным коллайдером, на котором будут доступны широкие кинематические интервалы по x и Q^2 .

Принимая во внимание, что значение $\Delta \Sigma \approx 0,25$, а величина $\Delta G \approx 0,2$, вклад орбитального момента кварков и глюонов в полный спин нуклона можно ожидать на уровне $L_{g,q} \approx 0,18$ в соответствии с правилом сумм спиральности нуклона.

В **Заключении** представлены выводы и сформулированы основные результаты, полученные в диссертации. Некоторые детали анализа, относящиеся к различным главам диссертации, собраны в трёх приложениях.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Production Rate and Decay Lifetime Measurements of B_s^0 mesons at LEP using D_s and ϕ mesons, Z. Phys. **61** (1994) 407.
2. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Mean lifetime of the B_s^0 meson, Z. Phys. **71** (1996) 11.
3. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Performance of the DELPHI detector, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.
4. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations, Phys. Lett. **B 414** (1997) 382.
5. Г.Д. Алексеев ... О.М. Кузнецов и др. За коллаборацию DELPHI. Эксперимент DELPHI на LEP, Письма в ЭЧАЯ **N1[98]** (2000) 5.
6. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations and B_s^0 lifetimes using hadronic decays of B_s^0 mesons, E. Phys. J. **C18** (2000) 229.

7. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Measurement of the B_s^0 lifetime and study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using $D_s \ell$ events, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 555.
8. J. Abdallah ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using high-pt leptons, Eur. Phys. J. **C35** (2004) 35.
9. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. Gluon polarisation measurement at COMPASS, Proceedings of the 33rd International Conference ICHEP'06, 26 July-2 August 2006 Moscow, Russia. Edited by A. Sissakian, G. Kozlov and El. Kolganova. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., (2007) 509.
10. P. Abbon ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], The COMPASS experiment at CERN, Nucl. Instr. and Meth. **A577** (2007) 455.
11. M.G. Alekseev ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Direct Measurement of the Gluon Polarisation in the Nucleon via Charm Meson Production, CERN-PH-EP/2008-003, arXiv:0802.3023 [hep-ex].
12. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. COMPASS experiment at CERN: Open charm results and future hadron program, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **187** (2009) 159.
13. M.G. Alekseev ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Gluon polarisation in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction, Phys. Lett. **B676** (2009) 31.
14. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. COMPASS experiment at CERN: hadron spectroscopy and open charm results, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **233** (2012) 241.
15. C. Adolph ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Leading and Next-to-Leading Order Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction, Phys. Rev. **D87** (2013) 052018.
16. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. The spin physics results from COMPASS, AIP Conf. Proc. **1654** (2015) 06000.

Получено 30 ноября 2017 г.