

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.12.01

Шевченко Олег Юрьевич

**Эффекты нетривиальных условий квантования  
полевых систем и поляризации в глубоконеупругом  
рассеянии**

Специальность: 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат диссертации  
на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна – 2010

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований г. Дубна

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук,  
профессор  
Саврин Виктор Иванович  
(НИИЯФ МГУ)

доктор физико-математических наук,  
Трошин Сергей Михайлович  
(ИФВЭ)

доктор физико-математических наук,  
Котиков Анатолий Васильевич  
(ОИЯИ)

**Ведущая организация:** Институт теоретической и экспериментальной физики  
г. Москва

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2010г. в \_\_ час. на заседании диссертационного совета Д720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московская область, 141980

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2010г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

Арбузов А.Б.

# ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

## Актуальность проблемы

Большую роль в современной физике играют топологические эффекты, и среди них предметом особого внимания являются два тесно связанные между собой топологических объекта. Это вторичные характеристические классы (secondary characteristic classes) Черна-Понтрягина (Chern-Pontriagin) и Черна-Саймонса (Chern-Simons), что соответствует киральной (аксиальной) аномалии в чётно-мерных и черн-саймоновской аномалии (аномалия чётности) в нечётномерных пространствах. Оба эти феномена чрезвычайно важны в квантовой физике. Так, киральная аномалия играет определяющую роль в описании распада  $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ , в понимании и решении  $U(1)$  проблемы и, наконец, в разрешении знаменитого “спиново-го кризиса” или “загадки спина протона”. С другой стороны, имеется множество интереснейших физических проявлений черн-саймоновской аномалии (аномалии чётности). Например, это генерация массы калибровочного бозона (без механизма Хиггса) в  $3D$  теории поля, или многочисленные применения в физике конденсированных состояний (анионный механизм высокотемпературной сверхпроводимости, дробный эффект Холла, и т.д.). Все эти эффекты могут непосредственно наблюдаться там, где имеет место размерная редукция  $4D$  в  $3D$  теорию, за счёт компактификации одной из (временной или пространственной) координат (высокотемпературный предел в теории поля при  $T \neq 0$ ,  $(2 + 1)$  мерный фермионный газ в физике плазмы, мономолекулярные слои в физике конденсированных состояний). В то же время, во многих случаях температура и плотность очень сильно влияют на свойства физических систем (и иногда самым неожиданным образом). В этой связи, представляется очень актуальной и многообещающей задача исследования этих двух типов топологических эффектов (аномалий) в среде (т.е. при ненулевых значениях температуры и химического потенциала).

Другой интересный класс эффектов проявляется при изучении полевых систем квантованных не в бесконечном пространстве, как обычно, а в пространстве, ограниченном некоторыми поверхностями на которых квантуемые поля удовлетворяют граничным условиям соответствующим физике рассматриваемой задачи. Отметим, что такие ситуации очень часто и совершенно естественным образом возникают в самых разных областях физики. Это, например, потенциальные барьеры для скалярных мезонов, моделируемые граничными условиями Дирихле и/или Неймана в ядерной физике; граничные условия Казимира, которым подчиняются электромагнитные поля на металлических поверхностях в квантовой электродинамике; условия непроницаемости поверхности нуклона для кварков и глюонов, моделируемые в квантовой хромодинамике граничными условиями “мешка” и многие другие. Хорошо известно, что во всех этих случаях возникает эффект Казимира и вызывается он именно кардинальными изменениями свойств вакуума при ограничении области квантования полевых систем. В то же время, эффект Казимира это эффект нулевого порядка по константе связи, т.е. является следствием ограничения пространства при квантовании *свободных* полей (радиационные поправки к казимировской силе оказываются пренебрежимо малыми). Таким

образом, возникает важная задача по поиску возможных чисто динамических, вызванных взаимодействием, эффектов в присутствии границы.

С момента обнаружения знаменитого “спинового кризиса” в 1987 году, одной из самых интригующих загадок физики высоких энергий остается проблема понимания спиновой структуры нуклона. Центральной составляющей решения этой проблемы, на которой в течение многих лет сосредотачивались колоссальные теоретические и экспериментальные усилия, является нахождение поляризованных партонных распределений в нуклоне. Уникальным источником такого рода информации являются процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Анализ данных по инклюзивному поляризованному ГНР позволяет нам извлекать такие важные величины, как синглетные и несинглетные комбинации поляризованных партонных распределений. Кроме того, исследование таких процессов позволяет проверить прямые предсказания КХД – правила сумм. В то же время, процессы инклюзивного ГНР с мюонным или электронным (позитронным) пучком не могут помочь нам в решении еще одной важнейшей задачи – извлечению валентных  $\Delta q_V$  и морских  $\Delta \bar{q}$  поляризованных кварковых распределений по отдельности. На сегодняшний день основным процессом, пригодным для её решения, является процесс полуинклюзивного ГНР  $\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l' + h + X$ , то есть процесс ГНР, где помимо рассеянного лептона регистрируется также один из адронов в конечном состоянии. В таких процессах информация об аромате взаимодействующего кварка переносится в регистрируемый адрон, и этот процесс описывается функциями фрагментации (ФФ). В результате выражение для структурной функции содержит разные коэффициенты при  $\Delta q = \Delta q_V + \Delta \bar{q}$  и  $\Delta \bar{q}$ , что и позволяет разделить вклады валентных и морских кварков. Кроме того, полуинклюзивное ГНР дает нам дополнительные уравнения (соответствующие асимметриям, построенным для различных мишеней и сортов регистрируемых адронов), позволяющие найти форму распределения поляризованной странности в нуклоне, а также полностью решить задачу разделения кварковых распределений по ароматам. Таким образом, на сегодняшний день крайне востребовано включение полуинклюзивных данных в КХД анализ глубоконеупругого рассеяния. Вместе с тем, именно в этом случае (недостаточное качество существующих полуинклюзивных данных по сравнению с инклюзивными) стандартный метод КХД анализа сталкивается с трудностями, из-за проблем характерных для заложенной в него процедуры фитирования данных. Это, прежде всего, функциональный произвол в выборе фитирующей функции при начальном масштабе  $Q_0^2$ , а также неоднозначность в процедуре вычисления статистических неопределённостей (разные процедуры учёта отклонения формы профиля  $\chi^2$  от параболической, неоднозначный выбор значения величины  $\Delta\chi^2$ , определяющей масштаб неопределённостей). В этой связи, особенно актуальной становится задача разработки альтернативного метода КХД анализа, свободного от традиционной процедуры фитирования данных.

Нахождение всех функций распределения партонов в нуклоне и сегодня остаётся одной из ключевых задач современной адронной физики. В то время как на сегодняшний день неполяризованные распределения и часть поляризованных партонных распределений можно считать достаточно хорошо изученными, существу-

ет ряд ключевых распределений, которые либо всё ещё неизвестны, либо изучены очень плохо и, в особенности, это касается распределений связанных с поперечной поляризацией адрона и составляющих его партонів. Это как морские, так и валентные поперечно поляризованные распределения кварков всех ароматов. Это также новый класс кварковых распределений, характеризующихся нетривиальной зависимостью от поперечной составляющей кваркового импульса, наиболее значимыми из которых являются функции Сиверса и Бура-Мулдерса. Таким образом, возникает актуальная задача по исследованию этих оставшихся “белых пятен” в нашей картине структуры нуклона. Уникальным инструментом для этой цели являются процессы Дрелла-Яна  $H_1 H_2 \rightarrow \gamma^* X \rightarrow l^+ l^- X$ , обеспечивающие прямой (без использования каких бы то ни было функций фрагментации) доступ к искомым партонным функциям распределения.

## Основные цели и задачи работы

- Исследование эффектов вызываемых нетривиальными условиями квантования полевых систем, таких как ненулевая температура и плотность, а также граничные условия при квантовании в ограниченном пространстве. С этой целью решаются следующие задачи:
  - Изучение влияния температуры и плотности на два тесно связанных между собой класса топологических эффектов: вторичные характеристические классы (secondary characteristic classes) Черна-Понтрягина (Chern-Pontriagin) и Черна-Саймонса (Chern-Simons), что соответствует киральной (аксиальной) аномалии в чётно-мерных и черн-саймоновской аномалии (аномалия чётности) в нечётно-мерных пространствах. Вычисление черн-саймоновской аномалии различными методами, в различных нечётномерных пространствах, при произвольном характере рассматриваемой калибровочной группы. Установление связи между киральной и черн-саймоновской аномалиями в среде.
  - Анализ различных типов граничных условий, накладываемых на границе областей квантования различной геометрии. Выявление их роли при вычислении динамической массы скалярного поля. Установление граничных условий, индуцирующих динамический механизм спонтанного нарушения симметрии и динамический механизм Хиггса. Исследование соответствующего индуцированного граничными условиями фазового перехода из нормальной фазы в спонтанно нарушенную.
- КХД анализ экспериментальных данных по процессам поляризованного глубоководного рассеяния с целью достоверного определения поляризованных партонных распределений, являющихся ключевым элементом решения загадки “спинового кризиса” или “загадки спина протона”. С этой целью решаются следующие задачи:

- Критическая ревизия существующих традиционных методов КХД анализа процессов поляризованного ГНР. Разработка нового прямого метода КХД анализа, свободного от традиционной процедуры фитирования данных и обладающего рядом существенных преимуществ при анализе представляющих особый интерес полуинклюзивных данных.
  - Применение метода к существующим экспериментальным данным.
  - Проведение традиционной процедуры КХД анализа всех существующих инклюзивных и полуинклюзивных данных. Сравнение с результатами, полученными прямым методом.
- Исследование дрелл-яновских процессов с целью нахождения плохо известных партонных распределений связанных с поперечной поляризацией адрона и составляющих его партонных. С этой целью решаются следующие задачи:
    - Разработка и применение в подготовке физических программ ряда экспериментальных комплексов оригинального подхода к анализу дрелл-яновских процессов с поперечно поляризованными адронами в начальном состоянии. Применение метода как к процессам Дрелла-Яна с антикварком в валентном состоянии (антипротон-протонные, пион-протонные столкновения), так и к в морском (протон-протонные, протон-дейтронные, дейтрон-дейтронные столкновения).
    - Получение теоретических оценок значений асимметрий и сечений дрелл-яновских процессов для установок RHIC (BNL, США), NICA (ОИЯИ, Россия), COMPASS (CERN, Швейцария), FAIR (GSI, Германия), J-PARC (Япония). Вычисление статистических неопределенностей для этих измеряемых величин.
    - Исследование дуальности между процессами Дрелла-Яна и процессами рождения  $J/\psi$  резонанса, которая может позволить существенно уменьшить статистические неопределенности партонных распределений. Проведение оценок кинематических условий, при которых такая дуальность может наблюдаться.

## Научная новизна работы

Все результаты, представленные в диссертации, являются новыми.

- Впервые различными методами для произвольного вида рассматриваемой калибровочной группы в пространствах как трёх, так и пяти измерений вычислена топологическая черн-саймоновская часть эффективного действия при ненулевых температуре и плотности. Следует подчеркнуть, что такие вычисления в  $5D$  пространстве являются уникальными даже в тривиальном случае нулевых температуры и плотности. Показано, что  $\mu$ - и  $T$ -зависящий коэффициент при черн-саймоновском действии демонстрирует фундаментальное свойство универсальности: он не затрагивается высшими поправками теории возмущений, а также не зависит ни от размерности простран-

ства, ни от вида рассматриваемой калибровочной группы. Выводится простая формула связи между аномалией чётности (черн-саймоновской аномалией) и аксиальной аномалией при ненулевых температуре и плотности.

- Впервые показано, что в то время как при квантовании в ограниченном пространстве периодические граничные условия и условия Неймана приводят к простой динамической генерации массы скалярного поля, граничные условия Дирихле индуцируют динамический механизм спонтанного нарушения симметрии. Это, в свою очередь, обеспечивает возможность динамического механизма Хиггса, индуцированного граничными условиями, и соответствующего фазового перехода из нормальной фазы в спонтанно нарушенную. Показано, что динамический механизм спонтанного нарушения симметрии не является следствием какой либо определённой геометрии области квантования, а является исключительно следствием подчинения скалярных полей условиям конфайнмента на границе области.
- Разработан и применён к экспериментальным данным новый прямой метод КХД анализа процессов поляризованного глубоконеупругого рассеяния. Метод особенно важен при анализе полуинклюзивных данных, поскольку он свободен от функционального произвола и неоднозначностей в вычислении статистических неопределённостей, характерных для традиционной процедуры фитирования.
- Получена новая параметризация поляризованных партонных распределений. Она находится в согласии с результатами применения прямого метода КХД анализа (но последний лучше описывает полуинклюзивные данные).
- Разработан и применён к подготовке физических программ ряда экспериментальных комплексов ( RHIC, NICA, COMPASS, PAX, J-PARC) оригинальный подход к анализу дрелл-яновских процессов с поперечно поляризованными адронами в начальном состоянии. Метод применяется как к процессам Дрелла-Яна с антикварком в валентном состоянии (антипротон-протонные, пион-протонные столкновения), так и к в морском (протон-протонные, протон-дейтронные, дейтрон-дейтронные столкновения).
- Получены теоретические оценки значений асимметрий и сечений дрелл-яновских процессов для установок RHIC (BNL, США), NICA (ОИЯИ, Россия), COMPASS (CERN, Швейцария), PAX (GSI, Германия), J-PARC (Япония). Теоретические оценки сопровождаются вычислениями статистических неопределённостей для измеряемых асимметрий, которые проводятся с помощью нового Монте-Карло генератора дрелл-яновских событий.
- Впервые исследована дуальность между процессами Дрелла-Яна и процессами рождения  $J/\psi$  резонанса, которая может позволить существенно уменьшить статистические неопределённости партонных распределений. Проведены оценки кинематических условий, при которых такая дуальность может наблюдаться.

## Практическая и научная ценность работы

Изучаемые в диссертации два тесно связанных между собой топологических эффекта, киральная (аксиальная) аномалия в чётно-мерных и черн-саймоновская аномалия (аномалия чётности) в нечётно-мерных пространствах, чрезвычайно важны в современной квантовой физике. Так, киральная аномалия играет определяющую роль в описании распада  $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ , в понимании и решении  $U(1)$  проблемы и, наконец, в разрешении знаменитого “спинового кризиса” или “загадки спина протона”. В то же время, имеется множество интереснейших физических проявлений черн-саймоновской аномалии (аномалии чётности). Например, это генерация массы калибровочного бозона (без механизма Хиггса) в  $3D$  теории поля, или многочисленные применения в физике конденсированных состояний (анионный механизм высокотемпературной сверхпроводимости, дробный эффект Холла, и т.д.). Все эти эффекты могут непосредственно наблюдаться там, где имеет место размерная редукция  $4D$  в  $3D$  теорию, за счёт компактификации одной из (временной или пространственной) координат. Это, например, высокотемпературный предел в теории поля при  $T \neq 0$ ,  $(2+1)$  мерный фермионный газ в физике плазмы, тонкие (в идеале мономолекулярные, подобные графену) слои в физике конденсированных состояний. Важно, что здесь роль среды оказывается определяющей, поскольку, как показано в диссертации, универсальный  $\mu$  и  $T$  зависящий коэффициент при черн-саймоновской аномалии чрезвычайно чувствителен даже к очень малым изменениям (к минимальному отличию от нуля) температуры и фермионной плотности.

Показанная в диссертации возможность динамического механизма спонтанного нарушения симметрии и соответствующего динамического механизма Хиггса, индуцированных граничными условиями (условиями Дирихле для скалярных полей) может привести к новым неожиданным результатам во многих фундаментальных областях современной физики, где эти явления играют определяющую роль (теория сверхпроводимости в физике конденсированных состояний, теория электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама в физике высоких энергий, ...). Например, это может быть применено в эффективной теории сверхпроводимости, которая по сути сводится к абелевой модели Хиггса. Электронные куперовские пары отсутствуют вне сверхпроводника. Чтобы обеспечить этот “конфайнмент”, естественно наложить условие Дирихле на волновую функцию описывающую куперовские пары. Очень важно также, что высокотемпературная сверхпроводимость наблюдается в слоистых структурах с малой толщиной сверхпроводящих слоёв (films), так что эту ситуацию как раз можно смоделировать узкой плоскопараллельной щелью с условиями Дирихле на границах и мы приходим к возможному объяснению высокотемпературной сверхпроводимости. Действительно, в диссертации показано, что если поля на границах щели удовлетворяют условиям Дирихле, то граница и температура конкурируют друг с другом: в то время как увеличение температуры всегда стремится восстановить спонтанно нарушенную симметрию, уменьшение размера щели, напротив, стремится нарушить её, увеличивая критическую температуру перехода из нормальной в спонтанно нарушенную (сверхпроводящую) фазу.



Практическая ценность разработанного нового метода КХД анализа процессов поляризованного ГНР заключается в его существенных преимуществах по сравнению с традиционным методом фитирования данных. В первую очередь это отсутствие произвола в выборе функционального вида параметризации при начальном масштабе  $Q_0^2$ : в прямом методе измеряемые значения асимметрий и их ошибки напрямую пропагируют в извлечённые значения поляризованных кварковых распределений и их ошибки. Последнее является ещё одним важным преимуществом прямого метода, поскольку при расчёте неопределённостей поляризованных партонных распределений при анализе стандартным методом существуют неоднозначности в этой процедуре (разные процедуры учёта отклонения формы профиля  $\chi^2$  от параболической, неоднозначный выбор значения величины  $\Delta\chi^2$ , определяющей масштаб неопределённостей). Эти преимущества прямого метода становятся особенно существенными при включении в анализ полуинклюзивных данных (необходимых для нахождения валентных и морских распределений по отдельности, а также для восстановления формы поляризованной странности в нуклоне), которые сильно уступают в качестве (сравнительно малое количество точек с большими статистическими неопределённостями) чисто инклюзивным данным. Разработанный метод уже успешно применен к анализу полуинклюзивных данных коллаборации HERMES. Впервые были напрямую извлечены поляризованные валентные распределения в следующем за лидирующим порядке КХД разложения. В настоящее время такой анализ проводится в коллаборации COMPASS и работа будет завершена по мере накопления достаточного количества данных этой коллаборацией. Проводится работа по применению метода к каонным данным коллабораций HERMES и COMPASS с целью извлечения поляризованной странности в нуклоне в следующем за лидирующим порядке КХД.

Практическая ценность разработанного в диссертации оригинального подхода к анализу поляризованных дрелл-яновских процессов заключается в том, что он позволяет обойтись поляризацией только одного из адронов в начальном состоянии при извлечении наиболее плохо изученных (и являющихся задачей первого приоритета для физических программ всех ныне планируемых экспериментов по дрелл-яновским процессам) партонных распределений, связанных с поперечной поляризацией адронов и составляющих его кварков (таких как распределение поперечности и  $T$ -нечётные кварковые распределения). Это, во-первых, существенно расширяет список установок на которых могут быть найдены такие распределения (в частности, позволяет включить в него установку COMPASS), а во-вторых, позволяет существенно уменьшить статистические неопределённости извлекаемых распределений, что особенно важно в свете низкой статистики редких дрелл-яновских процессов. В настоящее время предложенный автором метод используется для подготовки физических программ по изучению дрелл-яновских процессов на установках RHIC (BNL, США), NICA (ОИЯИ, Россия), COMPASS (CERN, Швейцария), PAX (GSI, Германия), J-PARC (Япония).

## Результаты и положения, выносимые на защиту

1. В нечётномерных пространствах трёх и пяти измерений различными методами вычислена топологическая черн-саймоновская часть эффективного

действия при ненулевых температуре и плотности. Показано, что  $\mu$ - и  $T$ -зависящий коэффициент при черн-саймоновском действии демонстрирует фундаментальное свойство универсальности: он не зависит ни от размерности пространства, ни от вида рассматриваемой калибровочной группы. Установлена связь между аномалией чётности и аксиальной аномалией при ненулевых температуре и плотности.

2. Показано, что при квантовании в ограниченном пространстве граничные условия Неймана приводят к обычной динамической генерации массы скалярного поля, тогда как граничные условия Дирихле приводят к динамическому механизму спонтанного нарушения симметрии. Это, в свою очередь, обеспечивает возможность динамического механизма Хиггса, индуцированного граничными условиями, и соответствующего фазового перехода из нормальной фазы в спонтанно нарушенную.
3. Разработан и применён к экспериментальным данным новый метод КХД анализа процессов поляризованного глубоконеупругого рассеяния. Метод особенно важен при анализе полуинклюзивных данных, поскольку он свободен от функционального произвола и неоднозначностей в вычислении статистических неопределённостей, характерных для традиционной процедуры фитирования.
4. Проведен КХД анализ всех мировых инклюзивных и полуинклюзивных данных. Получена новая параметризация поляризованных партонных распределений, которая находится в согласии с результатами применения прямого метода.
5. Разработан и применён к подготовке физических программ ряда экспериментальных комплексов оригинальный подход к анализу дрелл-яновских процессов с поперечно поляризованными адронами в начальном состоянии.

## Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на семинарах институтов ОИЯИ, ИФВЭ, ИТЭФ, ИЯИ, НИИЯФ МГУ; на семинарах и рабочих совещаниях коллабораций COMPASS, PAX, HERMES, J-PARC, NICA; на международных конференциях и рабочих совещаниях, в частности:

- Conference SPIN2004, Trieste, Italy, 10-16 October 2004.
- XVIII International Baldin Seminar on Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 2 2004.
- Conference SPIN2005, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 1 2005.
- 12 Ломоносовская конференция по физике элементарных частиц, 25-31 Августа 2005 года, Москва, Россия.

- 6th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI 2005), Julich, Bonn, Germany, 23-26 May 2005.
- XVIII International Baldin seminar on relativistic nuclear physics and quantum chromodynamics, Dubna, September 25-30, 2006.
- Workshop on hadron physics "Spin in Hadron Physics", FZ-Juelich & Tbilisi Uni., Tbilisi, Georgia, September 4-8, 2006.
- XII International Workshop on High Energy Spin Physics (SPIN07), Dubna, September 3 - 7, 2007.
- XIII International Conference Selected Problems of Modern Theoretical Physics (dedicated to the 100th anniversary of the birth of D.I. Blokhintsev (1908-1979)), Dubna, June 23 - 27, 2008.
- Международный семинар по современным вопросам физики элементарных частиц, посвященный памяти И.Л. Соловцова, Дубна, 17-18 января, 2008.
- International Bogolyubov Conference Problems of Theoretical and Mathematical Physics, Dubna, August 21 - 27, 2009
- XIIIth International Workshop on High Energy Spin Physics (SPIN09), Dubna, September 1-5, 2009.

## Публикации по теме диссертации

### *Рецензируемые журналы*

1. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, S.B. Solganik “ Chern-Simons term at finite density”  
**Phys. Lett. B** 403 (1997) 75.
2. А.Н. Сисакян, О.Ю. Шевченко, С.Б. Солганик, “Динамическая генерация черн-саймоновского члена при конечной плотности и температуре”  
**Краткие сообщения ОИЯИ** 85 (1997) 51.
3. А.Н. Сисакян, О.Ю. Шевченко, С.Б. Солганик “Киральная аномалия и аномалия чётности при конечной температуре и плотности”  
**Краткие сообщения ОИЯИ** 86 (1997) 6.
4. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, S.B. Solganik, “Chern-Simons term at finite densities and temperatures”  
**ЯФ** 61 (1998) 2074.
5. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, S.B. Solganik, “Chiral and parity anomalies at finite temperature and density”  
**Nucl. Phys. B** 518 (1998) 455.

6. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, S.B. Solganik, "Topological effects in medium"  
**ЭЧАЯ** 31 (2000) 109.
7. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, V.N. Samoilo, "Possibility of a dynamical Higgs mechanism and of the respective phase transition induced by a boundary"  
**Phys. Rev. D** 69 (2004) 061701(R).
8. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, "Remarks on polarized quark distributions extracted from SIDIS experiments"  
**Phys. Rev. D** 68 (2003) 031502(R).
9. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov,  
"NLO QCD procedure of the semi-inclusive deep inelastic scattering data analysis with respect to the light quark polarized sea."  
**Phys. Rev. D** 70 (2004) 074032.
10. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, "An Approach to NLO QCD analysis of the semi-inclusive DIS data with modified Jacobi polynomial expansion method".  
**Письма в ЖЭТФ** 82 (2005) 57.
11. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, "NLO QCD method of the polarized SIDIS data analysis"  
**Phys.Rev. D** 73 (2006) 094026.
12. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaytsev, O.N. Ivanov, "Direct extraction of transversity and its accompanying T-odd distribution from the unpolarized and single-polarized Drell-Yan process"  
**Phys. Rev. D** 72 (2005) 054027.
13. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaytsev, O.N. Ivanov, "Transversity and its accompanying T-odd distribution from Drell-Yan processes with pion-proton collisions"  
**Eur. Phys. J. C** 46 (2006) 147.
14. А.Н. Сисакян, О.Ю. Шевченко, А.П. Нагайцев, О.Н. Иванов, В. Каллис,  
"Процессы Дрелла-Яна в протон-протонных столкновениях"  
**Теоретическая физика** 8 (2007) 56.
15. COMPASS collaboration (V.Yu. Alexakhin et al), "The Deuteron Spin-dependent Structure Function  $g_1(d)$  and its First Moment"  
**Phys. Lett. B** 647 (2007) 8.
16. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, "On duality of Drell-Yan and  $J/\psi$  production processes"  
**Письма в ЖЭТФ** 86 (2007) 863.
17. COMPASS collaboration (V.Yu. Alexakhin et al), "The Polarised Valence Quark Distribution from semi-inclusive DIS"  
**Phys. Lett. B** 660 (2008) 458.

18. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, “КХД-анализ экспериментальных данных по процессам поляризованного глубоконеупругого рассеяния”  
**ЭЧАЯ** 39 (2008) 1308.
19. COMPASS collaboration (V.Yu. Alexakhin et al), “Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering”  
**Phys. Lett. B** 680 (2009) 217.
20. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaytsev, O.N. Ivanov, “Transversity and T-odd PDFs from Drell-Yan processes with p p, p D and D D collisions”  
**Eur. Phys. J. C** 59 (2009) 659.
21. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov “Эффекты поляризации в дрейль-яновских процессах”  
**ЭЧАЯ** 41 (2010) 64.
22. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, “Polarized parton distributions from NLO QCD analysis of world DIS and SIDIS data”  
**Eur. Phys. J. C** 65 (2010) 413.

*Труды конференций и рабочих совещаний*

23. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. “NLO QCD procedure with respect to first moments of polarized quark densities”  
Proceedings of the Conference SPIN2004. Trieste, Italy, 10-16 October 2004.
24. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. “Method of the polarized semi-inclusive deep inelastic scattering data analysis in the next-to-leading qcd order”  
Proceedings of the XVIII International Baldin Seminar on Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 2 2004.
25. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov. “Modified Jacobi polynomial expansion method applied to SIDIS data analysis”  
Proceedings of the Conference SPIN2005, Dubna, Russia, Sept 27-Oct 1 2005.
26. A.Sissakian, O.Shevchenko, O.Ivanov, “Next to Leading Order in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering Processes”  
Сборник трудов 12 Ломоносовской конференции по физике элементарных частиц, 25-31 Августа 2005 года, Москва, Россия.
27. A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaitsev and O.N. Ivanov “Transversity and its conjugate T-odd distribution via unpolarized and single polarized Drell-Yan processes”  
Proceedings of 6th International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI 2005), Julich, Bonn, Germany, 23-26 May 2005

28. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaitsev and O.N. Ivanov "Transversity and Boer-Mulders function at PAX and COMPASS"  
Proceedings of the XVIII International Baldin seminar on relativistic nuclear physics and quantum chromodynamics, Dubna, September 25-30, 2006
29. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaitsev and O.N. Ivanov "Direct extraction of transversity and its accompanying T-odd distribution from the unpolarized and single-polarized Drell-Yan processes",  
Proceedings of the Workshop on hadron physics "Spin in Hadron Physics", FZ-Juelich & Tbilisi Uni., Tbilisi, Georgia, September 4-8, 2006
30. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaitsev and O.N. Ivanov "Research on Drell-Yan and J/Psi physics at J-PARC and COMPASS",  
Proceedings of the XII International Workshop on High Energy Spin Physics (SPIN07), Dubna, September 3 - 7, 2007
31. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, A.P. Nagaitsev and O.N. Ivanov "Theoretical Aspects of Spin Program at NICA"  
XIII International Conference Selected Problems of Modern Theoretical Physics (dedicated to the 100th anniversary of the birth of D.I. Blokhintsev (1908-1979)), Dubna, June 23 - 27, 2008
32. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov "Новый метод КХД анализа процессов полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния",  
Международный семинар по современным вопросам физики элементарных частиц, посвященный памяти И.Л. Соловцова, Дубна, 17-18 января, 2008
33. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov "QCD analysis of DIS and SIDIS data",  
International Bogolyubov Conference Problems of Theoretical and Mathematical Physics, Dubna, August 21 - 27, 2009
34. A.N. Sisakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov "Polarized parton distributions from NLO QCD analysis of world DIS and SIDIS data"  
XIIIth International Workshop on High Energy Spin Physics (SPIN09), Dubna, September 1-5, 2009

### **Личный вклад автора**

Вклад автора во все работы, вошедшие в диссертацию, является определяющим. Автором осуществлялись: постановка задач, разработка путей и методов их решения, развитие необходимого математического аппарата и проведение аналитических вычислений.

### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения, содержит 249 страниц машинописного текста, включая 70 рисунков, 26 таблиц и библиографию из 217 наименований.

## Содержание диссертации

**Во введении** Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель, основные задачи и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, дано краткое описание разделов диссертации.

**В первой главе** изучаются проявления отклика квантово-полевых систем на различные внешние воздействия, таких как ненулевая температура и фермионная плотность, а также граничные условия при квантовании в конечной области.

*Материалы первой главы основаны на публикациях в рецензируемых журналах [1-7].*

**Раздел 1.1** посвящён исследованию при ненулевой температуре и плотности двух, пожалуй наиболее интересных в физических приложениях класса топологических эффектов и установлению связи между ними в среде. Это вторичные характеристические классы (secondary characteristic classes) Черна-Понтрягина (Chern-Pontriagin) и Черна-Саймонса (Chern-Simons), что соответствует киральной (аксиальной) аномалии в чётно-мерных и черн-саймоновской аномалии (аномалия чётности) в нечётно-мерных пространствах.

Материалы раздела опубликованы в работах [1-6]

В параграфе 1.1.1 даётся краткое описание введения температуры и химического потенциала в теорию. Наряду с обычным химическим потенциалом  $\mu$ , соответствующему ненулевой фермионной плотности (число частиц минус число античастиц), рассматривается также киральный химический потенциал  $\kappa$ , ответственный за сохранение асимметрии числа частиц левой и правой киральности и определяющийся как лагранжев множитель при связи  $\langle \hat{Q}_5 \rangle = const$ , соответствующей сохранению аксиального заряда.

Параграфы 1.1.2, 1.1.3 и (частично) 1.1.7 посвящены рассмотрению аксиальной аномалии при ненулевых температуре и плотности.

В принципе, заключение о  $\mu$  и  $T$  независимости аксиальной аномалии в любых чётномерных пространствах можно сделать качественно, просто исходя из нашего понимания её природы. Действительно, происхождение киральной аномалии обусловлено ультрафиолетовой расходимостью, в то время как химический потенциал и температура никак не влияют на поведение теории в ультрафиолетовой области ( $\mu$  и  $T$  зависимость свободного пропагатора исчезает в ультрафиолетовом пределе, где он совпадает с сингулярным вакуумным пропагатором). Тем не менее, в связи с особой важностью этого заключения в диссертации представлены различные количественные способы его доказательства (как известные в литературе, так и полученные лично автором). Среди них можно выделить полученное в диссертации и представленное в параграфе 1.1.7 наиболее общее, верное для широкого класса калибровочных теорий и любых чётномерных пространств непertурбативное доказательство, основанное на тождествах шпура.

Параграф 1.1.4 посвящён исследованию генерации черн-саймоновской части  $\int dx_0 W[A]$  эффективного действия в чётномерных пространствах. В литературе уже было известно, что такая генерация возможна в присутствии ненулевого химического потенциала  $\mu$  в киральных калибровочных теориях (таких как, например,

соответствующий сектор теории электрослабых взаимодействий):

$$\Delta I_{eff}^{\text{chiral}} = -\mu \int dx_0 W[A], \quad (1)$$

в то время как она отсутствует в обычных калибровочных теориях с дираковскими фермионами (таких как, например, КХД<sub>4</sub>) даже при ненулевом значении  $\mu$ . Однако, как было показано в нашей работе [5] генерация черн-саймоновского члена в эффективном действии  $I_{eff}$  возможна и в таких теориях, если в них вместо химического потенциала  $\mu$  вводится ненулевой киральный химический потенциал  $\kappa$  (соответствующий сохраняющейся асимметрии числа фермионов левой и правой киральности в среде):

$$\Delta I_{eff} = -\kappa \int dx_0 W[A]. \quad (2)$$

В случае ненулевой температуры  $T \equiv \beta^{-1}$ , в высокотемпературном пределе  $\beta \rightarrow 0$  имеет место хорошо известный эффект размерной редукции  $2n$  мерного пространства в  $2n - 1$  мерное. При этом формулы (1), (2) принимают вид

$$\Delta I_{eff}^{\text{chiral}} = -i\mu\beta W[A] \quad , \quad \Delta I_{eff} = -i\kappa\beta W[A], \quad (3)$$

в калибровочных теориях с киральными и дираковскими фермионами, соответственно. К сожалению, физическая интерпретация этого результата до сих пор вызывает трудности (и до сих пор дискутируется в литературе). Так, например, попытка трактовать член (3) эффективного действия в редуцированной  $3D$  теории как массовый для калибровочного поля сталкивается с проблемой мнимого коэффициента при черн-саймоновском действии

$$W[A] \Big|_{D=3} = \frac{g^2}{8\pi} \int d^3x e^{ijk} \text{tr} \left( A_i \partial_j A_k - \frac{2}{3} g A_i A_j A_k \right). \quad (4)$$

Отметим, что эти проблемы отсутствуют при исследовании генерации черн-саймоновской аномалии непосредственно в нечётномерных пространствах (параграфы 1.1.5 – 1.1.7).

Следует подчеркнуть, что в диссертации представлен оригинальный и очень простой способ получения (1)–(3), имеющий силу *для любых* калибровочных теорий в пространствах *произвольной* чётной размерности: используется только общий для всех теорий/пространств факт независимости киральной аномалии от химического потенциала и температуры.

В параграфе 1.1.5 исследуется динамическая генерация черн-саймоновской аномалии при ненулевой температуре и плотности в пространстве трёх измерений. Вычисления проводятся тремя различными способами, как в абелевом так и в неабелевом случаях.

В начале параграфа рассматривается простейший и очень наглядный случай КЭД<sub>3</sub> с постоянным магнитным полем, где методом суммирования по уровням Ландау вычисляется  $P$ -аномальная (черн-саймоновская) часть  $\rho_{CS} = \delta W / \delta(eA_0)$



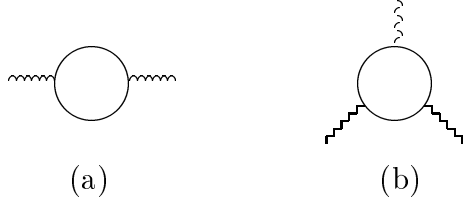


Рис. 1: Диаграммы, чьи  $P$ -нечётные части дают вклад в черн-саймоновский член в неабелевой  $3D$  калибровочной теории

фермионной плотности при ненулевой температуре и плотности. Затем, методом “собственного времени” Швингера вычисляется черн-саймоновская часть

$$\langle J_a^\mu \rangle_{CS} = \frac{\delta \Delta I_{eff}^{P\ odd}}{\delta (g A_\mu^a)} = \frac{\delta W}{\delta (g A_\mu^a)}$$

фермионного тока

$$\langle J_a^\mu \rangle = \frac{\delta I_{eff}}{\delta (g A_\mu^a)} = -ig \operatorname{tr} \left[ \gamma^\mu T_a G(x, x' | A) \right]_{x \rightarrow x'}$$

во внешнем калибровочном поле двух типов,  $A_\mu^a(x) = (1/2)\eta^a x^\nu F_{\nu\mu}$  (“абелев” тип постоянного калибровочного поля) и  $A_\mu^a(x) = const$  (“неабелев” тип постоянного калибровочного поля). В заключительной части параграфа вычисление  $3D$  черн-саймоновской аномалии при ненулевых  $\mu$  и  $T$  проводится в рамках полностью ковариантной процедуры – теории возмущений, позволяющей проводить вычисления с произвольным неабелевым калибровочным полем. Очень важно, что только две диаграммы дают вклад в  $P$ -нечётную ( черн-саймоновскую) часть эффективного действия – см. Рис. 1.

В результате применения всех трёх методов мы получаем один и тот же результат для  $3D$  черн-саймоновской части эффективного действия при ненулевой температуре и плотности:

$$I_{eff}^{CS} = \operatorname{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \operatorname{ch}(\beta \mu) / \operatorname{ch}(\beta m)} \frac{g^2}{8\pi} \int_x \epsilon^{\mu\nu\alpha} \operatorname{tr} \left( A_\mu \partial_\nu A_\alpha - \frac{2}{3} g A_\mu A_\nu A_\alpha \right). \quad (5)$$

В параграфе 1.1.6, исследуется динамическая генерация черн-саймоновского действия при ненулевых температуре и химическом потенциале в пространстве пяти измерений и осуществлено обобщение  $3D$  и  $5D$  результатов на случай произвольного нечётномерного пространства. Как и в конце предыдущего параграфа вычисления в  $5D$  пространстве проводятся в рамках ковариантной процедуры, теории возмущений. Следует подчеркнуть, что подобные вычисления являются уникальными даже в тривиальном случае нулевых температуры и плотности.

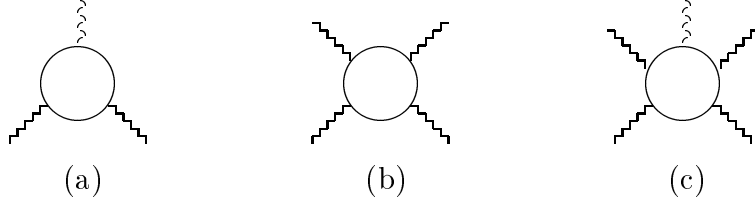


Рис. 2: Диаграммы, чьи  $P$ -нечётные части дают вклад в черн-саймоновское действие в неабелевой  $5D$  теории

Опять-таки, только низшие порядки разложения по константе связи, дают вклад в черн-саймоновскую аномалию чётности – см. Рис. 2. Прямые вычисления дают

$$I_{eff}^{CS} = \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta \mu) / \text{ch}(\beta m)} \frac{g^3}{48\pi^2} \int_x e^{\mu\nu\alpha\beta\gamma} \text{tr} \left( A_\mu \partial_\nu A_\alpha \partial_\beta A_\gamma + \frac{3}{2} g A_\mu A_\nu A_\alpha \partial_\beta A_\gamma + \frac{3}{5} g^2 A_\mu A_\nu A_\alpha A_\beta A_\gamma \right). \quad (6)$$

Очень важно, что хотя результат (6) для черн-саймоновского действия формально получен в рамках теории возмущений, он по сути является непертурбативным (как и в  $3D$  случае)– возникая в низших порядках разложения по  $g$  он потом уже никак не меняется при учёте следующих порядков в вычислении эффективного действия. Это есть ничто иное как одно из проявлений<sup>1</sup> непертурбативной, топологической природы черн-саймоновской аномалии чётности. Важно также, что (как и в  $3D$  пространстве) все вклады в черн-саймоновское действие являются конечными, то есть, в отличие от киральной аномалии, аномалия чётности никак не связана с ультрафиолетовым поведением теории.

Полученные результаты позволили автору диссертации сделать *принципиальное заключение*. В отличие от киральной аномалии в чётномерных пространствах, черн-саймоновская аномалия в нечётномерных пространствах существенно зависит от химического потенциала и температуры. При этом вся эта зависимость аккумулируется в коэффициенте при вакуумном черн-саймоновском действии  $W[A]$ , так что

$$I_{eff}^{CS} = \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta \mu) / \text{ch}(\beta m)} W[A] \quad (7)$$

$$\xrightarrow{\beta \rightarrow \infty} \frac{m}{|m|} \theta(m^2 - \mu^2) W[A]. \quad (8)$$

<sup>1</sup>Напомним, что аналогичная ситуация имеет место и при пертурбативном вычислении другого топологического эффекта, киральной аномалии, куда даёт вклад единственная треугольная диаграмма.

Этот коэффициент, в свою очередь, демонстрирует фундаментальное свойство универсальности: он не зависит ни от размерности нечётномерного пространства, ни от вида рассматриваемой калибровочной группы.

В параграфе 1.1.7 детально изучаются так называемые “тождества следа” (“trace identities”). Представлено их обобщение на случай ненулевого химического потенциала и температуры и выводится простая формула связи между черн-саймоновским действием (черн-саймоновской аномалией чётности) и аксиальной аномалией при  $\mu \neq 0$  и  $T \neq 0$ :

$$\begin{aligned} \langle N \rangle_{\beta}^{CS} &= \langle N \rangle_{\beta}^{topological} = \int d^{D-1}x \frac{\delta I_{CS}}{\delta(gA_0)} \\ &= -\frac{1}{4} \text{th}(\beta m) \frac{1}{1 + \text{ch}(\beta\mu)/\text{ch}(\beta m)} \int d^{D-1}x (anomaly), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\langle N \rangle_{\beta, \mu}^{CS}$  это  $P$ -нечётная часть фермионного числа в  $D$ -мерной теории при ненулевых плотности и температуре, а  $(anomaly)$  это киральная (аксиальная) аномалия в  $(D - 1)$ -мерной теории. Легко видеть, что формула связи (9) находится в полном согласии с результатами прямых вычислений (5) и (6)  $3D$  и  $5D$  черн-саймоновского действия в среде. Автором аргументируется, что такая простая связь двух аномалий в среде обязана своим происхождением топологической природе этих эффектов. Так из вычислений фермионного числа с использованием суммирования по уровням Ландау (параграф 1.1.5) видно, что только нулевые моды дают вклад в  $P$ -нечётную (черн-саймоновскую) часть фермионного числа, вне зависимости от того равны нулю химический потенциал и температура или нет (в противоположность  $P$ -чётной части, куда дают вклад все моды без исключения). Следовательно, теорема об индексе (index theorem) и топологическая часть тождества следа (trace identities) связаны только с  $P$ -нечётной (топологической) частью фермионного числа.

В параграфе 1.1.8 даётся краткий перечень полученных в разделе 1.1 результатов, а также обсуждается их физический смысл и значимость. Поскольку перечень результатов и описание их значимости были приведены выше, мы здесь лишь коротко остановимся на очень важном вопросе физической интерпретации ключевых результатов этого раздела диссертации, уравнений (7) и (8).

При анализе (8), на первый взгляд кажется, что генерация черн-саймоновской аномалии в среде все еще возможна при нулевой температуре и ненулевом химическом потенциале. Однако, в подавляющем большинстве случаев химический потенциал строго больше<sup>2</sup> массы фермиона по абсолютной величине, так что согласно (8) индуцированное черн-саймоновское действие исчезает даже при наличии ничтожно малой фермионной плотности (которая всегда имеет место в реальности). Ситуацию спасает ненулевая температура. Действительно, из Рис. 3, соответствующего формуле (7) видно, что включение температуры оставляет “лазейку” для черн-саймоновской аномалии чётности даже в случае  $|\mu| > m$ . Проведённый анализ формул (7), (8) позволяет сделать важное заключение: среда играет *определяющую* роль для черн-саймоновского эффекта, заставляя его исчезать/появляться

---

<sup>2</sup>Например, для идеального газа релятивистских фермионов немедленно получаем  $|\mu| = |\epsilon_F| = \sqrt{p_F^2 + m^2} > m$  при нулевой температуре.

даже при минимальных отклонениях от нуля химического потенциала и температуры.

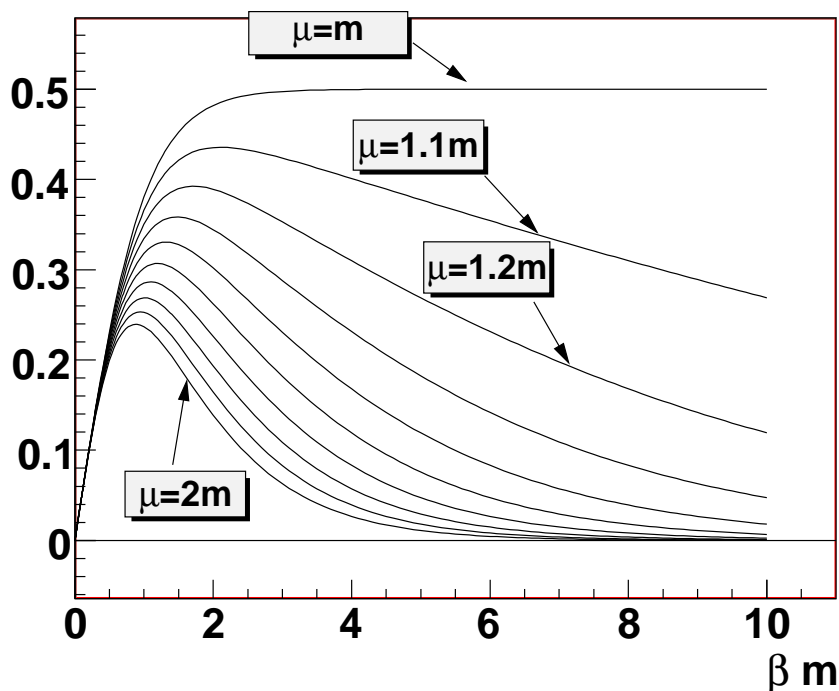


Рис. 3: Зависимость коэффициента при черн-саймоновском действии от обратной температуры при разных значениях химического потенциала удовлетворяющего условию  $\mu > m$ .

**Раздел 1.2** посвящён исследованию динамических квантовых эффектов, возникающих благодаря конечности области квантования полевых систем. Рассматриваются разные типы граничных условий, накладываемых на квантуемые скалярные поля. Показывается, что в то время как периодические граничные условия и граничные условия Неймана приводят к обычной динамической генерации массы скалярного поля, граничные условия Дирихле приводят к динамическому механизму спонтанного нарушения симметрии. Это, в свою очередь, обеспечивает возможность динамического механизма Хиггса, индуцированного граничными условиями, и соответствующего фазового перехода из нормальной фазы в спонтанно нарушенную.

Материалы раздела 1.2 основаны на результатах работы [7].

#### Параграф 1.2.1

начинается с рассмотрения *безмассовой скалярной теории* с лагранжианом взаимодействия  $\mathcal{L}_{int} = \lambda\varphi^4/4!$  квантованной в плоскопараллельной щели (“конденсаторе”), изображённой на Рис. 4.

Рассматриваются два типа граничных условий, которым могут удовлетворять поля  $\varphi$  на граничных плоскостях. Это граничные условия Дирихле:

$$\varphi_D|_{x_3=\pm L/2} = 0, \quad (10)$$

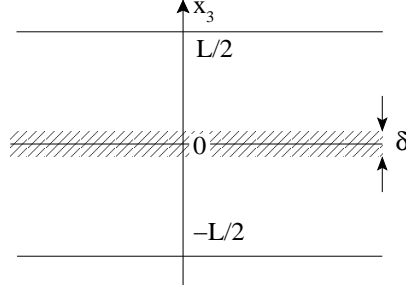


Рис. 4: Плоская щель с затенённой центральной  $\delta$ -областью.

и Неймана:

$$\partial\varphi_N/\partial x_3|_{x_3=\pm L/2} = 0. \quad (11)$$

Для изучения динамических эффектов возникающих в рассматриваемом трансляционно инвариантном случае используется уравнение Дайсона-Швингера для полного пропагатора. В лидирующем порядке разложения по  $\lambda$  оно принимает вид

$$(-\partial_x^2 - \mu_{D,N}^2(x_3)) G_{D,N}(x, y) = i\delta(x - y), \quad (12)$$

где вся зависимость от  $\lambda$  сосредоточена в величине  $\mu_{D,N}^2$ , которая и вычисляется в параграфе 1.2.1 с результатом

$$\mu_{D,N}^2 = \frac{\lambda}{32L^2} \left[ \frac{1}{3} \mp \csc^2 \left( \frac{\pi}{L} \left( x_3 + \frac{L}{2} \right) \right) \right], \quad (13)$$

где символы  $D$  и  $N$  соответствуют граничным условиям Дирихле и Неймана.

Мы видим, что имеются два вклада в  $\mu^2$  – трансляционно инвариантный (одинаковый для обоих типов граничных условий) и  $x_3$ –зависящий, причём последний (отличающийся знаком для двух типов граничных условий) доминирует над первым при любых значениях  $x_3$ . Это приводит к принципиальному (и очень важному для дальнейшего рассмотрения) различию между граничными условиями Дирихле и Неймана: в то время как в случае граничных условий Неймана квадрат массовой щели всегда положителен  $\mu_N^2 > 0$ , в случае граничных условий Дирихле квадрат массовой щели всегда отрицателен  $\mu_D^2 < 0$ .

Из (12) легко видеть, что  $x$ –зависящая величина  $\mu$  может рассматриваться как внешнее “массовое поле”<sup>3</sup>, которое приобретает смысл массы в её традиционном (так что  $E = \sqrt{p^2 + \mu^2}$ ) понимании только когда оно слабо (адиабатически) зависит от координаты. Из (13) видно, что именно это и происходит в центральной области щели – полосе малой ( $\delta/L \ll 1$ ) ширины  $\delta$ , окружающей центральную плоскость  $x_3 = 0$  (см. Рис. 4). Поскольку  $\partial\mu_{D,N}^2/\partial x_3|_{x_3=0} = 0$ , (здесь, при максимальном удалении от границ области, величина  $|\mu^2|$  достигает своего минимума) массовое поле в этой области практически не зависит от  $x_3$  ( $\mu_{D,N}(\delta) \simeq \mu_{D,N}(0)$ )

<sup>3</sup>Мы также называем её “массовой щелью”, по аналогии с соответствующей величиной в физике конденсированных состояний

и может трактоваться как масса скалярного поля (но пока ещё не как настоящая масса скалярного мезона). Далее в разделе 1.2 диссертации величина  $\mu(x)$  изучается именно в таких, наиболее интересных с физической точки зрения, центральных сегментах областей квантования различной геометрии.

В центральной  $\delta$ -области мы, вместо (13), получаем следующие выражения для масс скалярного поля:

$$\mu_N^2 = \lambda/24L^2, \quad \mu_D^2 = -\lambda/48L^2. \quad (14)$$

Таким образом, граничные условия Дирихле и Неймана различаются принципиально. В то время как условия Неймана индуцируют простую генерацию массы скалярного мезона:

$$m_N = \mu_N = \lambda/24L^2,$$

граничные условия Дирихле приводят к мнимой массе скалярного поля. Как хорошо известно, последнее является однозначным сигналом того, что должно произойти спонтанное нарушение симметрии основного состояния  $\varphi \rightarrow \varphi - \langle \varphi \rangle$ , после которого скалярный мезон приобретает действительную динамическую массу:  $m_D^2 = 2|\mu_D^2| = \lambda/24L^2$ . Интересно то, что действительные динамические массы мезона  $m_D$  и  $m_N$  оказываются равными друг другу.

Далее в параграфе 1.2.1 рассматривается *безмассовая скалярная электродинамика* с лагранжевой плотностью

$$\begin{aligned} L = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}\partial^\mu\varphi_a\partial_\mu\varphi_a \\ & - \frac{\lambda}{4!}\varphi^4 - e\epsilon_{ab}\partial^\mu\varphi_a\varphi_b A_\mu + \frac{1}{2}e^2\varphi^2 A^2, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\varphi^2 \equiv \varphi_a\varphi_a$ ,  $\varphi^4 \equiv (\varphi^2)^2$ ,  $a = 1, 2$ , и с граничными условиями Дирихле

$$\varphi_a|_{x_3=\pm L/2} = 0, \quad (a = 1, 2)$$

наложенными на скалярные поля на границах щели. Действуя точно также как раньше, мы получаем в центральной области (см. рис. 4)

$$\mu_D^2 = -\lambda/36L^2. \quad (16)$$

Мы видим, что стартовав с безмассовой скалярной электродинамики, мы приходим к модели Хиггса с “неправильным” знаком при массовом члене, и это происходит только благодаря динамическим поправкам в присутствии границы.

Таким образом, после реализации стандартного механизма Хиггса, мы имеем единственный массивный скалярный мезон с массой

$$m_\varphi^2 = 2|\mu_D^2| = \lambda/18L^2,$$

взаимодействующий с массивным векторным полем с массой

$$m_A^2 = e^2|\mu_D^2|/\lambda = e^2/36L^2.$$

В параграфе 1.2.2 в рассмотрение включается температура  $T \equiv 1/\beta$ , что необходимо для изучения фазового перехода из нормальной фазы в спонтанно нарушенную. Сначала рассматривается  $\lambda\varphi^4/4!$  теория. В случае граничных условий Дирихле, вблизи центральной плоскости  $x_3 = 0$  (см. Рис. 4), в лидирующем порядке имеем

$$\mu_D^2(L, \beta) = (\lambda/8\pi^2) \sum'_{n,m} (-1)^n [\beta^2 m^2 + L^2 n^2]^{-1}, \quad (17)$$

а двойная сумма входящая в (17) вычисляется численно. При этом, для лучшего контроля одновременного влияния границы и температуры вводятся две новых переменных эволюции

$$\chi_1 \equiv \beta^2/L^2, \quad \chi_2 \equiv \chi_1^{-1} = L^2 T^2. \quad (18)$$

Соответствующие картины эволюции представлены на Рис. 5 (верхняя и нижняя части рисунка, соответственно). На рисунке можно видеть критическую точку  $\chi_1^{cr} = 0.5698$  при которой величина  $\mu_D^2$  меняет знак, т.е. происходит фазовый переход из нормальной фазы в спонтанно нарушенную. Очень важно, что фазовый переход может происходить как благодаря изменению температуры при фиксированном значении  $L$  (нижняя часть рисунка), так и благодаря изменению размера щели  $L$  при фиксированном значении температуры (верхняя часть рисунка).

В случае *безмассовой скалярной электродинамики* с граничными условиями Дирихле на границах щели, картина эволюции аналогична представленной на Рис. 5, с теми же самыми критическими точками. Единственное различие заключается в асимптотиках. А именно,  $\mu_D^2 \rightarrow \lambda T^2/18$  при  $\chi_1 \rightarrow 0$  ( $L \rightarrow \infty$  при фиксированном значении  $T$ ) и  $\mu_D^2$  стремится к результату (16) при нулевой температуре в пределе  $\chi_2 \rightarrow 0$  ( $\beta \rightarrow \infty$  при фиксированном значении  $L$ ). Мы видим, что благодаря уменьшению размера щели при фиксированной температуре (в том числе и при нулевом её значении), при  $\chi_1^{cr} = 0.5698$  происходит фазовый переход: скалярная электродинамика со скалярными полями подчиняющимися условиям Дирихле на границах щели, превращается в модель Хиггса со спонтанным нарушением симметрии. В результате, при  $\chi_1 > \chi_1^{cr}$ , после реализации стандартного механизма Хиггса мы имеем дело с единственным скалярным мезоном взаимодействующим с массивным векторным бозоном.

Таким образом, можно сказать, что если поля на границе области квантования удовлетворяют граничным условиям Дирихле, то граница и температура конкурируют друг с другом: в то время как температура всегда стремится восстановить нарушенную симметрию, граница, напротив, стремится нарушить её. Эта “конкуренция” приводит к *новому типу фазового перехода*: уменьшение характерного размера области квантования (размера щели в данном случае) с одной стороны и увеличение температуры с другой стороны, стремятся перевести систему в спонтанно нарушенную или в нормальную фазу, соответственно. Система эволюционирует с изменением комбинированного параметра, одновременно отражающего изменение температуры и размера области квантования. В результате, при критической величине этого параметра происходит фазовый переход из нормальной фазы в спонтанно нарушенную. В частности, обычная скалярная электродинамика трансформируется в модель Хиггса.

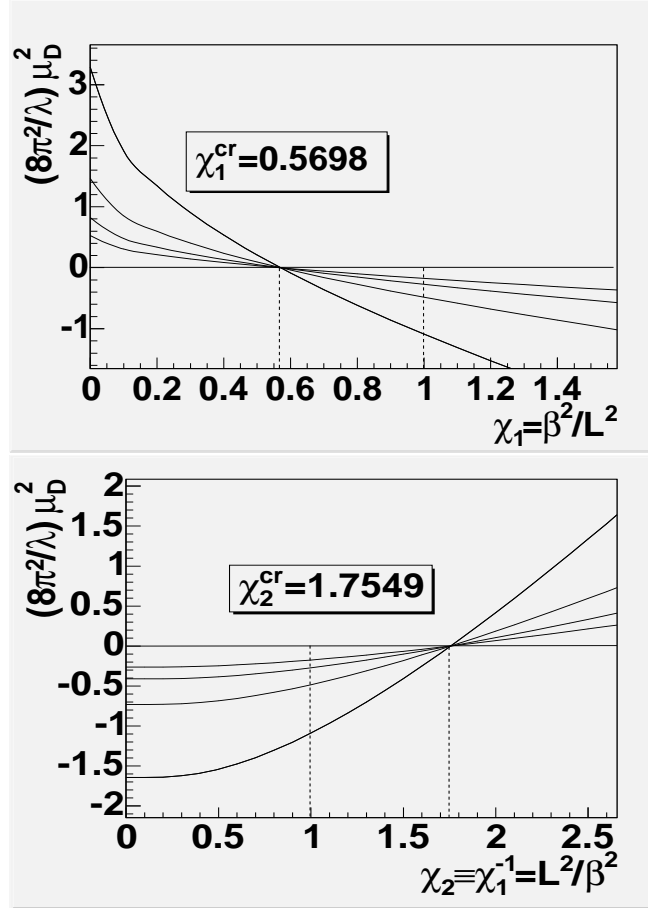


Рис. 5:  $(8\pi^2/\lambda)\mu_D^2$  в зависимости от  $\chi_1$  (верхняя часть рисунка) и  $(8\pi^2/\lambda)\mu_D^2$  в зависимости от  $\chi_2 \equiv \chi_1^{-1}$  (нижняя часть рисунка). Используется натуральная система единиц  $\hbar = c = k = 1$ . Для каждой кривой на верхней части рисунка величина  $\beta$  фиксирована, в то время как  $L$  эволюционирует и, наоборот, для нижней части рисунка.

В *параграфе 1.2.3* изучается важнейший вопрос устойчивости результатов по отношению к изменению геометрии области квантования. Дело в том, что, например, для другого граничного эффекта, эффекта Казимира, роль геометрии как раз-таки является определяющей: сила Казимира меняет знак в зависимости от геометрии (например, соответствует притяжению в щели и отталкиванию в кубе). Возникает естественный вопрос: не возникает ли аналогичная ситуация и с массой скалярного поля? Чтобы ответить на него, в параграфе 1.2.3 проводятся соответствующие вычисления для геометрии куба в малой  $\delta$ -окрестности его центра, при подчинении скалярного поля условиям Дирихле на его поверхности. В результате, мы опять получаем отрицательное значение  $\mu_D^2$ :

$$\mu_D^2|_{cube} = -0.06382 \lambda/L^2.$$

Таким образом, результат  $\mu_D^2 < 0$  имеет силу также и в случае, когда *все три пространственные измерения компактифицированы*, что позволяет автору диссертации сделать важное заключение: динамический механизм спонтанного нарушения



симметрии и динамический механизм Хиггса не является следствием какой либо определённой геометрии области квантования, а является исключительно следствием подчинения скалярных полей условиям Дирихле на её границе.

В параграфе 1.2.4 суммируются выводы по результатам всего раздела 1.2 (которые уже были представлены в автореферате), а также намечаются перспективы дальнейших исследований в этой области.

**Вторая глава диссертации** посвящена КХД анализу процессов поляризованного глубоконеупругого рассеяния с целью достоверного определения поляризованных партонных распределений, являющихся ключевым элементом решения одной из самых интригующих загадок физики высоких энергий, знаменитого “спинового кризиса” или “загадки спина протона”.

*Материалы второй главы основаны на публикациях в рецензируемых журналах [8-11,15,17-19,22].*

В разделе 2.1 рассматриваются инклюзивные процессы глубоконеупругого рассеяния (ГНР) с продольно поляризованными лептонным пучком и нуклонной мишенью. Дается краткий теоретический обзор результатов по инклюзивному ГНР, необходимый для понимания основных результатов этого раздела. Проводится КХД анализ мировых данных по инклюзивным структурным функциям с целью извлечения синглетных и несинглетных комбинаций поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке КХД (работа в рамках сотрудничества с коллаборацией COMPASS). При этом исследуются два принципиально различных сценария, соответствующие положительному и отрицательному значению первого момента поляризованного глюонного распределения  $\Delta_1 G$ . Строятся соответствующие новые параметризации поляризованных партонных распределений. Показывается, что сценарий с  $\Delta_1 G < 0$  гораздо лучше описывает новейшие данные COMPASS в области малых  $x$ . Проводится прямое (без использования процедуры фитирования) извлечение аксиального заряда  $a_0$  и первого момента  $\Delta_1 s + \Delta_1 \bar{s}$  поляризованной странности в нуклоне из результата COMPASS

$$\Gamma_{1d}(3\text{GeV}^2) = 0.0457 \pm 0.0274(stat) \pm 0.0027(evol) + 0.0046(syst) \quad (19)$$

для первого момента  $\Gamma_{1d}$  дейтронной структурной функции  $g_{1d}$ . Уместно напомнить, что именно эти важнейшие величины (вместе с  $\Delta_1 G$ ) являются ключевыми в разрешении проблемы “спинового кризиса”. Здесь важно то, что существует такой класс схем вычитаний, где в отличие от обычной  $\overline{MS}$  схемы вычитаний аксиальный заряд  $\Delta \tilde{\Sigma}$  сохраняется, т.е. не зависит от  $Q^2$ . По современным представлениям именно эта сохраняющаяся величина входит в правило сумм, определяющее спин нуклона. Однако, мы не можем извлечь  $\Delta \tilde{\Sigma}$  напрямую, так как именно в схеме  $\overline{MS}$  выражение для первого момента структурной функции

$$\begin{aligned} \Gamma_{1d}(Q^2) &= \frac{1}{9} C_1^S a_0^{on} + \frac{1}{36} C_1^{NS} a_8 \\ &= \frac{1}{9} \left( 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right) a_0^{on}(Q^2) + \frac{1}{36} a_8 \left( 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right) \end{aligned} \quad (20)$$

не содержит первого момента глюонного распределения  $\Delta_1 G = \int_0^1 dx \Delta G(x)$ . Именно

но поэтому мы извлекаем из данных  $\Delta\Sigma = a_0(Q^2)$ , в то время как величины  $\Delta\tilde{\Sigma}$  и  $a_0(Q^2)$  связаны уравнением  $a_0(Q^2) = \Delta\tilde{\Sigma} - f\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta_1G$ .

Прямое извлечение  $a_0(Q^2)$  из данных COMPASS в следующем за лидирующем порядке КХД с помощью формулы (20) дает

$$a_0(3\text{GeV}^2) = 0.35 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst), \quad (21)$$

в то время как для первого момента поляризованной странности имеем

$$\begin{aligned} (\Delta_1s + \Delta_1\bar{s})(3\text{GeV}^2) &= \frac{1}{3}(a_0 - a_8) \\ &= -0.072 \pm 0.013(stat) \pm 0.022(syst). \end{aligned} \quad (22)$$

Наряду с  $\Delta\tilde{\Sigma}$  большой интерес вызывает еще одна сохраняющаяся величина:

$$\hat{a}_0 = \exp\left(-\int^{a_s(Q^2)} da'_s \frac{\gamma^s(a'_s)}{\beta(a'_s)}\right) a_0(Q^2)$$

Легко видеть, что она является аксиальным зарядом  $a_0(Q^2)$  в пределе  $Q^2 \rightarrow \infty$  (бьёркеновском пределе) и связана с константой  $\Delta\tilde{\Sigma}$  соотношением

$$\Delta\tilde{\Sigma} = \hat{a}_0 + 2N_f\Delta\Gamma^{(0)}, \quad (23)$$

где

$$\frac{\alpha_s}{4\pi}\Delta G = \Delta\Gamma = \Delta\Gamma^{(0)} + \frac{\alpha_s}{4\pi}\Delta\Gamma^{(1)} + \dots \quad (24)$$

Таким образом, константы  $\Delta\tilde{\Sigma}$  и  $\hat{a}_0$  отличаются только глюонным вкладом, выживающим в пределе  $Q^2 \rightarrow \infty$  (в этом пределе  $\Delta_1G$  ведет себя как  $1/\alpha_s$ ). Важно то, что величину  $\hat{a}_0$  можно извлечь из данных по  $\Gamma_{1d}$  с более высокой точностью (в третьем порядке разложения по  $\alpha_s$ ), чем сам аксиальный заряд  $a_0(Q^2)$  (во втором порядке). Таким образом, величина  $\hat{a}_0$  на сегодняшний день является наиболее точно извлекаемым синглетным объектом из данных по инклюзивному ГНР. Соответствующий, проведённый в диссертации анализ последних данных COMPASS дает

$$\hat{a}_0 = 0.33 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst). \quad (25)$$

Используя полученное значение  $\hat{a}_0$  и правило сумм  $a_8 = 3F - D$ , также находится первый момент поляризованной странности в пределе  $Q^2 \rightarrow \infty$ :

$$(\Delta_1s + \Delta_1\bar{s})_{Q^2 \rightarrow \infty} = \frac{1}{3}(\hat{a}_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01(stat) \pm 0.02(syst). \quad (26)$$

Этот результат является наиболее точным на сегодняшний день, поскольку здесь использованы наиболее точные последние данные COMPASS, а извлечение проводилось в максимально доступном на сегодняшний день третьем порядке КХД разложения.

**В разделе 2.2** рассматриваются процессы полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния – процессы, где в дополнение к рассеянному лептону идентифицируется также один из адронов в конечном состоянии, в результате чего появляется возможность разделения валентных и морских кварковых распределений. Дается краткий теоретический обзор результатов по полуинклюзивному ГНР, необходимый для понимания основных результатов этого и последующего разделов диссертации.

Далее, так как в анализе полуинклюзивных данных существенно используются функции фрагментации кварков и глюонов в адроны, рассматриваются различные методы извлечения функций фрагментации (ФФ) из экспериментальных данных (в основном из данных по процессам электрон-позитронной аннигиляции в адроны). Это необходимо для всесторонней оценки существующих результатов по ФФ (выбор оптимальной параметризации для ФФ, анализ предположений, допущенных при их извлечении и т.п.) и оценки степени их влияния на результаты анализа полуинклюзивных данных.

Проводится КХД анализ всех мировых данных по поляризованным процессам ГНР, включая полуинклюзивные данные (в том числе самые последние данные коллаборации COMPASS). Представлена соответствующая новая параметризация для поляризованных партонных распределений – см. Рис. 6. Необходимо отметить, что до её появления существовала единственная такого рода параметризация включающая полуинклюзивные данные (при огромном количестве известных параметризаций чисто инклюзивных данных) – параметризация DSSV, что говорит о нетривиальности такого рода анализа. Новая параметризация сравнивается с параметризацией DSSV. Отмечается, что в чисто полуинклюзивном секторе (распределения морских кварков) предложенная параметризация находится в лучшем согласии с прямым (в лидирующем порядке КХД) анализом последних полуинклюзивных данных COMPASS, сделанным автором в рамках сотрудничества с этой коллаборацией. В частности, в отличие от DSSV новая параметризация находится в полном согласии с важным заключением работы COMPASS о полной несимметричности поляризованного моря лёгких кварков ( $\Delta_1 \bar{u} \simeq -\Delta_1 \bar{d}$ ).

**В разделе 2.3** разрабатывается новый метод КХД анализа процессов поляризованного глубоконеупругого рассеяния. Практическая ценность метода заключается в его существенных преимуществах по сравнению с традиционным методом фитирования данных. В первую очередь это отсутствие произвола в выборе функционального вида параметризации при начальном масштабе  $Q_0^2$ : в прямом методе измеряемые значения асимметрий и их ошибки напрямую пропагируют в извлечённые значения поляризованных кварковых распределений и их ошибки. Последнее является ещё одним важным преимуществом прямого метода, поскольку при расчёте неопределённостей поляризованных партонных распределений при анализе стандартным методом существуют неоднозначности в этой процедуре (разные процедуры учёта отклонения формы профиля  $\chi^2$  от параболической, неоднозначный выбор значения величины  $\Delta\chi^2$ , определяющей масштаб неопределённостей). Эти преимущества прямого метода становятся особенно существенными при включении в анализ полуинклюзивных данных (необходимых для нахождения валентных и морских распределений по отдельности, а также для восстановления фор-

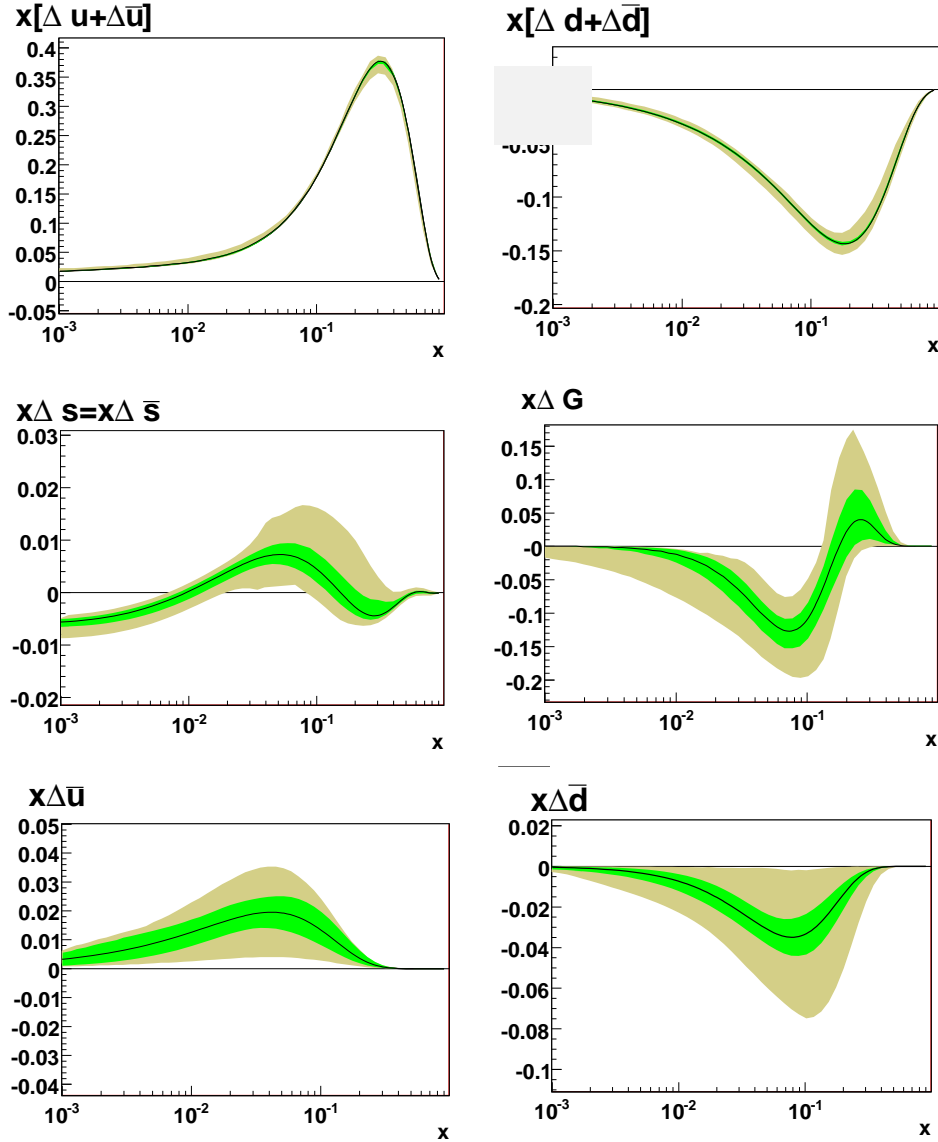


Рис. 6: Поляризованные партонные распределения соответствующие минимуму  $\chi^2$  (сплошные линии) вместе с их неопределённостями для  $\Delta\chi^2 = 1$  (внутренние коридоры ошибок) и  $\Delta\chi^2 = 18.065$  (внешние коридоры ошибок).

мы поляризованной странности в нуклоне), которые сильно уступают в качестве (сравнительно малое количество точек с большими статистическими неопределённостями) чисто инклюзивным данным.

Метод состоит из двух последовательно применяемых процедур (этапов). На первом этапе напрямую (без использования процедуры фитирования) извлекаются меллиновские моменты поляризованных кварковых распределений в следующем за лидирующим порядке КХД. Локальные же поляризованные кварковые распределения извлекаются на втором этапе, используя извлеченные моменты как уже известные коэффициенты в предложенном авторами модифицированном методе разложения по полиномам Якоби. В свою очередь, это модифицированное

разложение является чрезвычайно важным и полезным инструментом, поскольку позволяет использовать не полные (недоступные для измерения) меллиновские моменты, а моменты, усеченные к интервалу по бёркеновской переменной  $x$ , реально доступному в эксперименте (именно и только такие моменты могут быть извлечены из экспериментальных данных на первом этапе).

Возможность прямого извлечения моментов поляризованных кварковых распределений из экспериментальных данных основана на свойстве моментов Меллина факторизовать конволюцию (интегральную свёртку) в простое произведение соответствующих меллиновских моментов. В результате сложные интегральные уравнения (куда измеряемые асимметрии  $A_{p,d}^h$ , вильсоновские коэффициенты, функции фрагментации и неполяризованные кварковые распределения входят как уже известные величины) для поляризованных кварковых плотностей  $\Delta q(x)$  превращаются в простые алгебраические уравнения для меллиновских моментов.

Проиллюстрируем эту процедуру на примере важных объектов, изучаемых в диссертации – пионных разностных асимметрий. Они обладают замечательным свойством: отсутствие плохо изученных функций фрагментации в лидирующем порядке КХД и слабой зависимостью от разности хорошо известных функций фрагментации в следующем за лидирующим порядке. Теоретическое выражение для пионных разностных асимметрий в следующем за лидирующим порядке КХД имеет вид

$$A_p^{\pi^+-\pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(4\Delta u_V - \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(4u_V - d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \tilde{C}_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}, \quad (27)$$

$$A_d^{\pi^+-\pi^-}(x, Q^2) \Big|_Z = \frac{(\Delta u_V + \Delta d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}{(u_V + d_V) \int_Z^1 dz_h [1 + \otimes \frac{\alpha_s}{2\pi} C_{qq} \otimes] (D_1 - D_2)}, \quad (28)$$

где  $\Delta u_V$  и  $\Delta d_V$  – поляризованные валентные распределения кварков  $u$  и  $d$  ароматов,  $A_{p(d)}^{\pi^+-\pi^-}$  – пионные разностные асимметрии на протонной (дейтронной) мишени,  $D_1 - D_2$  – разность лидирующей и подавленной пионных функций фрагментации,  $\Delta C_{qq}$  и  $C_{qq}$  – коэффициенты Вильсона для поляризованного и неполяризованного случаев, соответственно. Применение метода дает:

$$\Delta'_n u_V \simeq \frac{1}{5} \frac{\mathcal{A}_p^{(n)} + \mathcal{A}_d^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}; \quad \Delta'_n d_V \simeq \frac{1}{5} \frac{4\mathcal{A}_d^{(n)} - \mathcal{A}_p^{(n)}}{L_{(n)1} - L_{(n)2}}, \quad (29)$$

где  $\Delta'_n u_V$  и  $\Delta'_n d_V$  – меллиновские моменты  $\Delta'_n q = \int_a^b dx x^{n-1} \Delta q(x)$ , усеченные к интервалу  $[a, b]$ , достижимому в эксперименте (так, для HERMES  $[a, b] = [0.023, 6]$ , для COMPASS  $[0.003, 0.7]$ ). Все величины, входящие в правые части (27), (28), за исключением измеряемых асимметрий  $A_{p(d)}^{\pi^+-\pi^-}$ , рассматриваются как известные (это известные неполяризованные кварковые распределения, функции фрагментации и коэффициенты Вильсона), так что у нас есть все необходимое, чтобы найти моменты  $\Delta'_n u_V$  и  $\Delta'_n d_V$ .

Подчеркнем, что уже на этом первом этапе применения метода мы получаем возможность восстановить первые моменты поляризованных кварковых распределений, которые наиболее важны для понимания спиновой структуры нуклона:

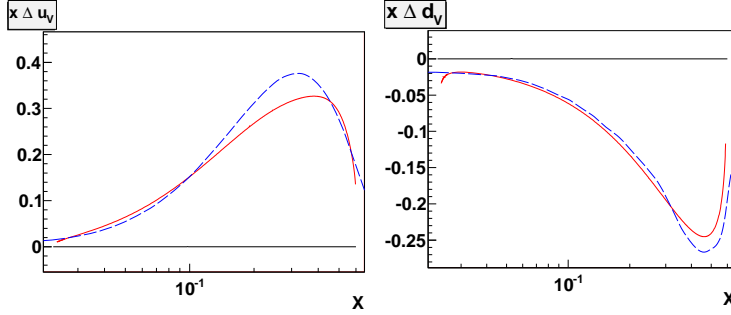


Рис. 7: Валентные распределения, полученные из данных HERMES в сравнении с ...

именно первые моменты поляризованных кварковых распределений входят в правило сумм, определяющее спин протона.

Нахождение локальных по бёркеновскому  $x$  распределений  $\Delta q(x)$  сводится к разработанной в диссертации модификации (ММПЯ)

$$\begin{aligned}
 F(x) &\simeq F_{N_{max}}(x) = \left(\frac{x-a}{b-a}\right)^\beta \left(1 - \frac{x-a}{b-a}\right)^\alpha \sum_{n=0}^{N_{max}} \Theta_n^{(\alpha,\beta)} \left(\frac{x-a}{b-a}\right) \\
 &\times \sum_{k=0}^n c_{nk}^{(\alpha,\beta)} \frac{1}{(b-a)^{k+1}} \sum_{l=0}^k \frac{k!}{l!(k-l)!} M'[l+1](-a)^{k-l}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

стандартного метода разложения по полиномам Якоби (МПЯ). Кардинальное отличие (30) от МПЯ в том, что в разложении участвуют не полные меллиновские моменты  $M^n = \int_0^1 dx \Delta q(x)$ , а моменты  $M^n = \int_a^b dx \Delta q(x)$ , усеченные к интервалу  $[a, b]$ , реально достижимому в эксперименте. Многочисленные тесты показывают, что в отличие от МПЯ модифицированное разложение обеспечивает высокую точность восстановления локальных распределений даже для очень малого количества используемых моментов  $N_{max} = 4$ .

В первую очередь предложенный метод применяется в диссертации к полуинклюзивным данным коллаборации HERMES для пионных асимметрий на протонной и дейтронной мишенях. Из этих асимметрий строятся разностные асимметрии, к которым уже и применяется метод (см. формулы (27)-(30)). В результате для первых (наиболее важных) моментов валентных распределений имеем:  $\Delta'_1 u_V = 0.555 \pm 0.126$ ,  $\Delta'_1 d_V = -0.172 \pm 0.085$ , в то время как локальные распределения, восстановленные по ММПЯ (используется 4 момента, извлеченных из данных HERMES), представлены на Рис. 7. На этом же рисунке проводится сравнение с соответствующими кривыми, полученными с использованием новой, предложенной автором, параметризации. Мы видим, что результаты находятся в хорошем согласии друг с другом.

Далее, в заключении раздела 2.3, новый метод применяется ко всем мировым данным (как инклюзивным, так и полуинклюзивным) с целью нахождения (наиболее важных в спиновой физике) первых моментов поляризованных кварковых распределений. Результаты сравниваются с результатами COMPASS, полученными в лидирующем порядке КХД, и с новой параметризацией. Отмечается, что

в полуинклюзивном секторе (морские и валентные распределения) результаты применения метода находятся в лучшем согласии с результатами анализа коллаборации COMPASS, что еще раз подчёркивает достоинство прямого метода при включении в анализ полуинклюзивных данных.

**Третья глава** диссертации посвящена исследованию дрелл-яновских процессов (см. Рис. 8) с целью нахождения (до сих пор ещё очень плохо изученных) кварковых распределений связанных с поперечной поляризацией адрона и составляющих его партонов. В первую очередь это вызывающие наибольший интерес функция распределения поперечности (transversity)  $h_1(x) \equiv \Delta_T(x)$  и две нечётные относительно инверсии времени ( $T$ -нечётные)  $\mathbf{k}_T$ -зависящие функции распределения лидирующего твиста: функция Сиверса (Sivers function)  $f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2)$  и функция Бура-Мулдерса (Boer-Mulders function)  $h_{1q}^{\perp}(x, k_T^2)$ , для которых зависимость от поперечной составляющей партонного импульса  $\mathbf{k}_T$  является определяющей.

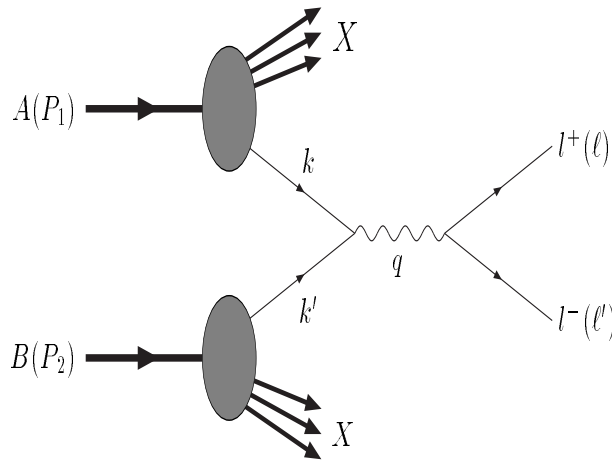


Рис. 8: Диаграмма дрелл-яновского процесса

*Материалы третьей главы основаны на публикациях в рецензируемых журналах [12-14, 16, 20, 21]*

В разделе 3.1, после короткого введения в теорию процессов Дрелла -Яна, автором разрабатывается оригинальный теоретический метод анализа неполяризованных и одночастично поляризованных дрелл-яновских процессов с целью получить возможность достоверного извлечения распределений поперечности, Сиверса и Бура-Мулдерса из соответствующих данных. Суть метода заключается в предложении строить из данных и затем анализировать теоретически не обычные асимметрии и сечения, (куда интересующие нас распределения входят все вместе и к тому же в составе сложных конволюций по  $\mathbf{k}_T$ ), а должным образом “взвешенные” и проинтегрированные по углам лептонной пары и её поперечному импульсу  $q_T$ . Это, во-первых, позволяет избавиться от лишних переменных в уравнениях для интересующих нас функций распределения, а во-вторых, факторизовать содержащие их конволюции, избегая при этом каких бы то ни было модельных предположений о  $k_T$  зависимости этих распределений. Например, применение метода к дрелл-яновским процессам с антипротон-протонными столкновениями **раздел**

**3.2** даёт следующие простые уравнения для нахождения распределений поперечности и Бурра-Мулдерса из дрелл-яновских процессов с антипротон-протонными столкновениями:

$$\hat{k}(x_1, x_2) \Big|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^- X} \simeq 8 \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1) h_{1u}^{\perp(1)}(x_2)}{f_{1u}(x_1) f_{1u}(x_2)}, \quad (31)$$

$$\hat{A}_h(x_1, x_2) \Big|_{\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^- X} \simeq -\frac{1}{2} \frac{h_{1u}^{\perp(1)}(x_1) h_{1u}(x_2)}{f_{1u}(x_1) f_{1u}(x_2)}, \quad (32)$$

в левые части которых входят новые (“взвешенные”) измеряемые величины а в правые искомые функции распределения  $u$  кварка – распределение поперечности  $h_{1u}(x)$  и первый момент

$$h_{1u}^{\perp(1)}(x) \equiv \int d^2 \mathbf{k}_T \left( \frac{\mathbf{k}_T^2}{2M^2} \right) h_{1u}^{\perp(1)}(x, \mathbf{k}_T^2)$$

распределения Бурра-Мулдерса. Легко видеть, что система уравнений (31) и (32) даёт прямой доступ к этим распределениям. Измеряя величину  $\hat{k}$  в неполяризованном дрелл-яновском процессе  $\bar{p}p \rightarrow l+l^- X$  и используя (31), мы можем найти  $h_{1u}^{\perp(1)}$ . Затем, измеряя односпиновую асимметрию  $\hat{A}_h$  в процессе  $\bar{p}p^\dagger \rightarrow l+l^- X$  и подставляя в (32) уже известную величину  $h_{1u}^{\perp(1)}$ , мы уже можем найти распределение поперечности  $h_{1u}$ .

В разделе 3.2 проводится детальное исследование асимметрий  $\hat{k}$  и  $\hat{A}_h$  (дающей прямой доступ к первому моменту функции Сиверса) коллаборацией PAX (GSI, Германия), где как раз и планируется исследование дрелл-яновских процессов в столкновениях поляризованных протонов и антипротонов. Теоретические оценки этих величин сопровождаются оценками их измеримости в условиях кинематики PAX и ожидаемой там статистики дрелл-яновских событий. Представленные результаты легли в основу соответствующей теоретической части физической программы этой коллаборации (членом которой является и сам автор).

Далее в разделе 3.2 предложенный метод применяется к процессам Дрела-Яна в пион-протонных и пион-дейтронных столкновениях. Среди дрелл-яновских процессов с валентным антикварком в начальном состоянии процессы с участием пиона выгодно выделяются тем, что получить пионный пучок высокой интенсивности несравненно легче чем, например, создать высокоинтенсивный антипротонный или каонный пучок. В настоящее время дрелл-яновские эксперименты с пионным пучком, двумя (протонной и дейтронной) поляризованными мишенями и регистрацией мюонной пары планируются коллаборацией COMPASS на самую ближайшую перспективу. Автором представлен теоретический анализ асимметрий  $\hat{k} \Big|_{\pi-p}$  и  $\hat{A}_h \Big|_{\pi-p^\dagger}$  и аналогичной “взвешенной” асимметрии  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S) \frac{q_T}{M}} \Big|_{\pi-p^\dagger}$  (дающей прямой доступ к первому моменту функции Сиверса) для таких процессов. Даны оценки измеримости этих асимметрий в условиях COMPASS. Представленные результаты легли в основу соответствующей теоретической части физической программы этой коллаборации (членом которой является и сам автор).



**В разделе 3.3** предложенный метод адаптируется и применяется к процессам Дрелла-Яна с морским антикварком в начальном состоянии. Несмотря на всю значимость рассмотренных в разделе 3.2 дрелл-яновских процессов с аннигилирующим валентным антикварком, эти процессы также очень важны, так как помимо доступа к валентным распределениям, они также предоставляют доступ к функциям распределения морских кварков в протоне. В настоящее время процессы Дрелла-Яна в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов планируется изучать на ускорительных комплексах RHIC (BNL, США) и NICA (ОИЯИ, Россия). Автором представлен теоретический анализ асимметрий  $\hat{k}$ ,  $\hat{A}_h$  и  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\frac{q_T}{M}}$  для протон-протонных, протон-дейтронных и дейтрон-дейтронных столкновений (дающих прямой доступ к морским и валентным распределениям поперечности, Сиверса и Бура-Мулдерса). Даны оценки измеримости этих асимметрий в условиях RHIC и NICA. Представленные результаты легли в основу соответствующей теоретической части физической программы коллаборации NICA (членом которой является и сам автор).

**В разделе 3.4** проводится исследование тесной аналогии (дуальности) между механизмами процессов Дрелла-Яна  $H_1 H_2 \rightarrow \gamma^* X \rightarrow l^+ l^- X$  и рождения  $J/\psi$  резонанса с дилептонной модой распада  $J/\psi H_1 H_2 \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+ l^- X$  (соответствующие ссылки можно найти в нашей работе [16]). Предполагается, что такая аналогия/дуальность имеет место при сравнительно низких энергиях, когда механизм рождения  $J/\psi$ , благодаря кварк-антикварковому ( $\bar{q}q$ ) слиянию (quark-antiquark fusion mechanism) существенно доминирует над механизмом глюон-глюонного ( $gg$ ) слияния (gluon-gluon fusion mechanism). Тогда, поскольку  $J/\psi$  это векторная частица, подобно  $\gamma$ -кванту спиральная структура взаимодействий  $\bar{q}q(J/\psi)$  и  $(\bar{q}q)\gamma^*$  одна и та же, мы можем получить сечение рождения  $J/\psi$  из сечения дрелл-яновского процесса, применяя простую замену

$$16\pi^2\alpha^2 e_q^2 \rightarrow (g_q^{J/\psi})^2 (g_\ell^{J/\psi})^2, \quad \frac{1}{M^4} \rightarrow \frac{1}{(M^2 - M_{J/\psi}^2)^2 + M_{J/\psi}^2 \Gamma_{J/\psi}^2}, \quad (33)$$

где  $M^2 \equiv Q^2$  это квадрат инвариантной массы лептонной пары,  $M_{J/\psi}^2 \simeq 9.59 \text{ GeV}^2$  квадрат массы  $J/\psi$  и  $\Gamma_{J/\psi}$  полная ширина распада  $J/\psi$ . В литературе предполагается, что модель (33) применима как в неполяризованном так и в поляризованном случаях. Последнее обосновывается идентичностью спиральной и векторной структуры элементарных каналов для  $\gamma^*$ -кванта и  $J/\psi$  (одинаковость всех  $\gamma^\mu$  взаимодействий). В частности, в одной из работ цитируемых в [16] модель, заданная (33) была применена в к случаю поперечной поляризации обоих адронов в начальном состоянии.

Главное достоинство модели (33) (чрезвычайно важное с практической точки зрения) заключается в том, что в области доминантности  $u$ -кварка (большие значения бьёркеновского  $x$ ) все константы взаимодействия в точности сокращаются в отношениях сечений (таких как асимметрии), так что в результате они становятся одинаковыми для процессов Дрелла-Яна и рождения  $J/\psi$ . Таким образом, в этой кинематической области, для извлечения функций распределения кварка  $u$  аромата не имеет значения, какой из двух процессов ответственен за

появление регистрируемой лептонной пары, вблизи порога рождения  $J/\psi$ . Конечно же, такая возможность использовать рождение  $J/\psi$  для извлечения партоновых функций распределения является очень привлекательной, поскольку интенсивность рождения лептонных пар в области  $J/\psi$  резонанса на два порядка больше, чем в области выше массы  $J/\psi$ . В частности, модель “дуальности”(33) позволяет существенно уменьшить статистические ошибки для поперечности  $h_{1u}$  и первого момента распределения Бурра-Мулдерса  $h_{1u}^{\perp(1)}$ , благодаря возможности не различать при анализе данные по процессам Дрелла-Яна и рождения  $J/\psi$ , полученные в области  $J/\psi$  резонанса. Так, например для  $\bar{p}p$  столкновений, в области больших  $x$  (область доминантности  $u$  кварка), в соответствии с (33), формулы задающие  $\hat{k}$ , для обоих неполяризованных процессов  $\bar{p}p \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+l^-X$  и  $\bar{p}p \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+l^-X$ , а также  $\hat{A}_h$ , для обоих одночастично поляризованных процессов  $\bar{p}p^\uparrow \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+l^-X$  и  $\bar{p}p^\uparrow \rightarrow J/\psi X \rightarrow l^+l^-X$ , принимают одинаковый вид (31) и (32).

Конечно, модель дуальности (33) применима только в тех кинематических областях, где среди элементарных процессов, дающих вклад в рождение  $J/\psi$ , процесс кварк-антикваркового слияния доминирует над глюон-глюонным слиянием. Из качественных соображений ясно, что глюонные вклады должны быть подавлены при низких энергиях: при фиксированном значении  $Q^2$  (9.6 ГэВ<sup>2</sup> в области  $J/\psi$  резонанса)  $x$  возрастает при уменьшении  $s \equiv (p_{H_1} + p_{H_2})^2$ , в то время как отношение глюонного вклада к кварковому резко убывает при увеличении  $x$ . Тем не менее, конечно же необходим количественный анализ для того, чтобы определить область, где можно безопасно пренебречь глюонными вкладами. Такого рода анализ (основанный на работе ...) и проводится в разделе 3.4. Для этой цели, помимо модели (33), рассматривается наиболее популярная и хорошо обоснованная модель  $J/\psi$ , модель “испарение глюона” (“gluon evaporation”), которая включает оба элементарных процесса, кварк-антикваркового и глюон-глюонного слияния. Результаты вычислений полученные в рамках обеих моделей сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. Показывается, что существует кинематическая область в которой модель дуальности действительно хорошо работает.

**В заключении** перечислены основные результаты и выводы, полученные в диссертации, дано их краткое обсуждение.