

На правах рукописи

Шевченко Владимир Игоревич

**Динамика пробных тел
в квантовых теориях поля
со сложным вакуумом**

Специальность 01.04.02 - Теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Автор:



Москва - 2018 г.

Работа выполнена в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт».

Официальные **Андреианов Александр Андреевич**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор Кафедры физики высоких энергий и элементарных частиц Физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, г. Санкт-Петербург

Дрёмин Игорь Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Лаборатории физики высоких энергий Отделения теоретической физики Физического института им. П.Н.Лебедева Российской академии наук, г. Москва

Теряев Олег Валерианович, доктор физико-математических наук, начальник сектора Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна.

Ведущая организация: Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова (НИИЯФ МГУ имени Д.В. Скобельцына).

Защита диссертации состоится 25 октября 2018 года в 15:00 на заседании диссертационного совета Д.212.130.06 Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» по адресу: Россия 115409, Москва, Каширское ш., 31. С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», а также на сайте <http://ods.mephi.ru/announcements>

Автореферат разослан « » 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д.212.130.06
доктор физико-математических наук

06

И.А.Руднев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В современной физике важнейшую роль играет понятие «среды» (medium). Это понятие возникает всякий раз, когда число элементарных объектов, рассматриваемых как цельная система, оказывается достаточно большим. Речь может идти как о твёрдых телах, о жидких или о газообразных средах в режиме, где доминируют законы классической физики, так и о таких явлениях в многочастичных системах, как сверхпроводимость, где определяющую динамическую роль играют квантовые законы.

Средой особого рода является основное состояние квантовой теории поля (КТП) - вакуум. В ряде отношений она подобна тем средам, которые изучаются в физике конденсированного состояния. В частности, можно говорить о свойствах симметрии вакуума по отношению к тем или иным преобразованиям по аналогии, например, с пространственными симметриями кристаллов. Имеется, однако, и принципиальное отличие - вакуум КТП, по крайней мере, вакуум Стандартной Модели (СМ), выглядит совершенно одинаково для всех инерциальных наблюдателей (принцип относительности), в отличие от «обычного» вещества, для которого существует понятие системы покоя среды. Кроме того, знание динамических законов теории (лагранжиана) ещё не гарантирует знания её вакуума. В разных областях пространства параметров теории могут существовать различные вакуумные состояния, над которыми возможно разложение слабой связи, с уникальной структурой возбуждений над каждым вакуумом. В частности, элементарные возбуждения в одной фазе могут выглядеть сложными составными объектами в другой. Типичный пример - кварки и глюоны как возбуждения над вакуумом квантовой хромодинамики (КХД) в высокотемпературной фазе деконфайнмента, сменяющиеся пионами и другими адронами в роли возбуждений в фазе конфайнмента при низкой температуре.

С точки зрения экспериментального изучения сред можно выделить два основных подхода. Первый заключается в помещении в среду некоторого набо-

ра достаточно простых объектов - так называемых пробных тел. Анализируя их индивидуальное поведение и взаимодействия друг с другом (и, в частности, сравнивая динамику в среде и в её отсутствие), можно делать выводы о физических свойствах среды. Другой способ состоит в изучении отклика среды на внешние воздействия (например, можно нагреть среду или наложить на неё силовое поле). Хорошо известно, что два описанных подхода не противоречат, а дополняют друг друга. Эта дополнительность находит прямое выражение в формулах для линейного отклика среды на приложенное внешнее поле, записанных в терминах запаздывающих функций Грина соответствующих возбуждений над средой. Ярким примером похожего типа является эффект Казимира - выражение для соответствующей силы может быть выведено либо в терминах сдвига энергий вакуумных флуктуаций электромагнитного поля, возникающего вследствие искажения вакуума внесёнными телами, либо на языке ван-дер-ваальсовского взаимодействия между флуктуирующими токами в этих телах. Эти описания отражают два взгляда на одну и ту же физику.

Наиболее распространённым видом пробников в КТП являются средние по вакуумному состоянию от произведений полевых операторов или (на языке фейнмановской суммы по историям) корреляторы полевых функций. Последние, в свою очередь, часто возникают в контексте описания физики точечных или протяжённых объектов, заряженных по каким-либо полям. Весьма важно, что эти объекты содержат в себе информацию не только о динамике теории, закодированную в выражении для действия, но и о её вакуумной структуре. Простейшим примером является конденсат скалярного поля Хиггса в СМ, чья величина связана с массой распространяющихся в нём промежуточных векторных бозонов. Более сложный объект - коррелятор локальных токов в КХД, который несёт информацию о непертурбативных (то есть, не описываемых теорией возмущений) характеристиках вакуума КХД. Существенно, что эти характеристики - так же, как и хиггсовское среднее - понимаются как атрибут вакуумного состояния теории, неспецифичный для конкретного физического процесса, ас-

социированного с рассматриваемым коррелятором. При этом, однако, тот или иной пробник может быть специально выбран или сконструирован таким образом, чтобы иметь максимальную чувствительность к каким-то конкретным аспектам вакуумной структуры. Эти соображения равно применимы и к тем случаям, когда нас интересует динамика во внешних полях или при конечной температуре. Наконец, динамика пробных объектов может нести информацию о других универсальных характеристиках, например, о локальных и глобальных геометрических свойствах пространственно-временного многообразия, на котором живёт соответствующая квантово-полевая система.

Кварки - уникальные пробники всего пространства внутренних степеней свободы в СМ ввиду того, что это единственные частицы, несущие заряд по всем трём калибровочным группам СМ. С другой стороны, наиболее сложна структура вакуума сильновзаимодействующего сектора СМ. Это связано с тем, что динамика соответствующего сектора теории *непертурбативна*. Наиболее известным проявлением этого служит *конфайнмент* - отсутствие кварков и глюонов как асимптотических состояний. Актуальность этой темы обусловлена, в первую очередь, неугасающим интересом к данному физическому явлению. Роль пробных объектов играют петли Вильсона и локальные токи. С общей точки зрения вопрос может быть поставлен так: какие свойства квантового ансамбля неабелевых калибровочных полей ответственны за явление конфайнмента, в частности, за т.н. закон площади петли Вильсона?

Известны различные принципиальные подходы в поисках ответа на этот вопрос. Один из наиболее популярных методов состоит в том, чтобы исходить из микроскопической «анатомии» вакуума, т.е. искать ответ на вопрос о том, полевые конфигурации какого типа, в данной калибровке, дают доминирующий вклад (в смысле меры соответствующего континуального интеграла) в те или иные непертурбативные величины, например, в струнное натяжение σ . В литературе активно обсуждается и большое число альтернативных подходов.

В известных работах А.Вайнштейна, В.Захарова и М.Шифмана было

предложено характеризовать непертурбативный вакуум КХД двумя основными величинами - т.н. кварковым $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ и глюонным $\langle G^2 \rangle$ конденсатами. Эти выражения локальны и калибровочно-инвариантны. Разработанный в рамках представлений о непертурбативных конденсатах метод правил сумм с успехом применялся (и продолжает применяться) к многочисленным задачам физики сильных взаимодействий. Вместе с тем, данное описание непертурбативного вакуума КХД не является исчерпывающим в том смысле, что не содержит информации о пространственно-временной структуре вакуумных флуктуаций и, например, не позволяет вычислить натяжение струны КХД в терминах конденсатов. В этой связи актуальна разработка таких подходов к описанию непертурбативной вакуумной структуры КХД, которые способны объяснять не только всю совокупность имеющихся экспериментальных данных, но и численные результаты, относящиеся к компьютерным симуляциям теории Янга-Миллса на пространственно-временных решётках.

В методе правил сумм кварковый конденсат фигурирует как величина, вообще говоря, никак не связанная с глюонным конденсатом. В то время как кварковый конденсат является локальным параметром порядка для спонтанного нарушения киральной симметрии, не существует какой-либо локальной симметрии, параметром порядка для нарушения которой являлся бы глюонный конденсат $\langle G^2 \rangle$. В частности, глюонный конденсат отличен от нуля как в фазе конфайнмента, так и в фазе деконфайнмента. Это неудивительно, поскольку конфайнмент по своей физической сути есть явление нелокальное: утверждение об отсутствии цветных степеней свободы как асимптотических состояний относится к спектральным свойствам системы, то есть к пределу больших времён/расстояний. В том числе и по этой причине естественным языком для анализа конфайнмента является язык нелокальных объектов. В этой связи актуален обсуждающийся в диссертации вопрос о соотношении явления спонтанного нарушения киральной инвариантности (SCSB) и асимптотических свойств разложения петли Вильсона по конденсатам.

Исторически, большое количество интересных результатов в области физики сплошных сред было получено в результате исследования их поведения во внешних магнитных полях. В контексте физики сильных взаимодействий электромагнитные эффекты обычно рассматриваются как малые поправки. Это, однако, не имеет места для нецентральных столкновениях релятивистских тяжёлых ионов, где напряжённость генерируемого магнитного поля может достигать огромных величин порядка 10^{15} Тесла - правда, на очень короткое время. Таким образом, сама область столкновения, физические процессы в которой доминируются, разумеется, КХД, оказывается в абелевом магнитном поле сверхвысокой напряжённости, генерируемом протонами из осколков сталкивающихся ионов, движущимися во встречных пучках с релятивистскими скоростями. Важная часть экспериментальных программ в BNL (США), CERN (Швейцария), ОИЯИ (Дубна, Россия) посвящена исследованиям возможных физических эффектов в этом контексте. Это делает актуальным теоретический анализ поведения кварк-глюонной материи во внешних магнитных полях. Следует сразу подчеркнуть, что ввиду значительной сложности данной физической задачи последовательного теоретического формализма, который позволял бы рассчитывать результаты столкновений тяжёлых ионов на основе КХД с учётом эффектов магнитного поля, до сих пор не построено и рассматриваются, как правило, сильно упрощённые модели. Одной из таких моделей является модель свободных безмассовых электрически заряженных фермионов в однородном магнитном поле. Динамика этой системы, как можно думать, отражает некоторые аспекты поведения лёгких кварков в фазе деконфайнмента в сгенерированном при нецентральном столкновении магнитном поле. Актуальность данной проблематики имеет, помимо экспериментальных исследований физики кварк-глюонной материи, ещё один важный источник - большой интерес, который вызывают новые материалы (например, т.н. дираковские полуметаллы), закон дисперсии для носителей заряда в которых носит квазирелятивистский, линейный характер. Можно думать, что физика (а, со временем, и технология) подобных «киральных» мате-

риалов будет иметь важное самостоятельное значение.

При введении в рассмотрение динамических пробников возможности анализа структуры соответствующей квантово-полевой системы значительно расширяются. Традиционный интерес вызывают исследования моделей детектора типа Унру-ДеВитта (УдВ-детектор), взаимодействующего с тем или иным квантовополевым ансамблем. Помимо интереса к этой задаче в собственном смысле, возможно её рассмотрение в контексте теории информации, когда УдВ-детектор понимается как степень свободы, кодирующая один бит. В этом подходе УдВ-детектор должен удовлетворять т.н. принципу Ландауэра - утверждению о том, что необратимое стирание однобитовой ячейки памяти (какой бы то ни было природы), находящейся при температуре T , невозможно без диссипации не менее чем $k_B T \log 2$ энергии в окружающую среду. Принцип Ландауэра рассматривается многими специалистами как ключ к решению известного парадокса демона Максвелла. Экспериментальные и теоретические работы в этой области интенсивно ведутся в настоящее время и их актуальность не вызывает сомнения.

Ещё менее тривиален анализ теорий, отличающихся от СМ в отношении тех или иных базовых структурных свойств.¹ Экспериментальные поиски явлений за пределами СМ - Новой Физики (НФ) и анализ соответствующих теоретических моделей представляют собой, пожалуй, наиболее актуальную проблему современной физики высоких энергий. В диссертации обсуждаются различные подходы к этой проблеме, в частности, когда в качестве пробных тел выступают адроны, которые содержат в своём составе b -кварк и участвуют в т.н. петлевых процессах, лидирующий вклад в которые вносится, на языке диаграмм Фейнмана, не древесной, а однопетлевой диаграммой.

¹Имеется в виду, например, замена частиц на струны в качестве фундаментальных степеней свободы, или помещение теории в пространство с необычными геометрическими/топологическими свойствами и т.д.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью настоящего исследования является разработка теоретических методов описания динамики пробных тел, взаимодействующих с достаточно сложными квантово-полевыми системами. Для достижения этой цели были решены следующие задачи:

- развита техника нелокальных вакуумных средних в неабелевой теории Янга-Миллса в применении к вычислению статических корреляторов;
- исследованы различные аспекты динамики кварков во внешних магнитных полях, в том числе, с применением методов теории измерений;
- построена модель нестационарной динамики квантовых детекторов, в том числе, в контексте квантовой термометрии;
- проведен анализ данных в физике кварковых ароматов и изучены эффекты, возникающие в возможных сценариях НФ.

Предмет и объект исследования

Объектом исследования настоящей работы являются квантовополевые физические системы и их влияние на динамику взаимодействующих с ними относительно простых «пробных» тел, выражаемое в терминах корреляторов различного вида. Соответственно, предмет исследования представляет собой теорфизические модели таких взаимодействующих систем, задаваемые и описываемые в рамках общепринятых подходов КТП.

Методологическая, теоретическая и эмпирическая база исследования

Настоящее диссертационное исследование в теоретическом и методическом отношении опирается на хорошо разработанный аппарат современной КТП, в том числе, во внешних классических полях. Данный аппарат применяется к нескольким конкретным теоретико-полевым моделям: КХД, в том числе, в отсутствие динамических кварков; теории безмассовых фермионов при конечной температуре и плотности; теории скалярного поля при конечной темпера-

туре, взаимодействующей с УдВ-детектором; сценариям НФ за пределами СМ. Изложенные в диссертации теоретические выводы обсуждаются в соотношении с экспериментальными данными, а также результатами расчётов - симуляций квантовополевых моделей на пространственно-временных решётках.

Научная новизна

В диссертации развит ряд элементов стохастической картины непертурбативного вакуума КХД. Впервые осуществлён комплексный анализ данных решёточных вычислений статического потенциала источников в высших представлениях калибровочной группы в теории Янга-Миллса с точки зрения сравнения различных моделей непертурбативной структуры вакуума. Выведено лидирующее выражение для вклада, ответственного за возможное нарушение казимировского скейлинга, в терминах интегральных моментов калибровочно-инвариантных корреляторов на мировой поверхности удерживающей струны. Проведён сравнительный анализ корреляторов токов в различных каналах в сравнении с решёточными результатами в координатном пространстве. Вычислен калибровочно-инвариантный сдвиг для калибровочно-неинвариантного конденсата размерности два $\langle A_\mu^2(x) \rangle$, обусловленный калибровочно-инвариантами граничными условиями типа Казимира.

Установлена связь между асимптотическим поведением корреляторов глюонных полей в вакууме с конфайнментом и явлением спонтанного нарушения киральной инвариантности в формализме Бэнкса-Кашера. Предложен и обоснован метод точного учёта хипотенциала в законах сохранения токов в эффективной низкоэнергетической теории поля для киральной среды. Показано, что конечность времени существования внешнего магнитного поля может приводить к возникновению эффективного кирального хипотенциала, а также получен точный по магнитному полю результат для асимметрии функции отклика измерения продольных и поперечных электрических токов.

Систематическим образом построена теория УдВ-детектора, взаимодей-

ствующего с квантово-полевым ансамблем в течение конечного интервала собственного времени. Одним из новых элементов анализа является процедура перенормировки, имеющая существенные отличия для случаев конечного и бесконечного времени измерения. Для УдВ-детектора как модели степени свободы, кодирующей один бит (классической) информации, показано, что принцип Ландауэра принимает вид ограничения на работу внешней силы, которую необходимо проделать для выполнения операции стирания информации.

Предложен новый тип параметризации вкладов эффектов НФ в петлевые наблюдаемые. Вычислена парциальная ширина распада $B \rightarrow K\phi\gamma$ и показан способ извлечения информации о поляризационном состоянии испущенного фотона. Предложена и рассмотрена оригинальная модель с квантовой статистикой Больцмана (infinite statistics) фундаментальных степеней свободы, в которой имеет место экспоненциальная множественность.

Положения, выносимые на защиту

1. Казимировский скейлинг статического потенциала неабелевых источников в высших представлениях калибровочной группы является ключевым признаком стохастической структуры непертурбативного вакуума глюодинамики и КХД, при этом установлен вид вкладов, нарушающих скейлинг.
2. Картина стохастического вакуума даёт калибровочно-инвариантную интерпретацию дуального мейсснеровского сценария конфайнмента.
3. В стохастическом вакууме получены выражения для среднего двух петель Вильсона специальной геометрии, а также показано, в сравнении с решёточными данными, что корреляторы токов в координатном представлении могут быть восстановлены на всех расстояниях по своим асимптотикам.
4. Билокальный калибровочно-инвариантный коррелятор глюонных полей, ответственный за стохастический конфайнмент, даёт в пределе большого собственного времени в формализме Бэнкса-Кашера логарифмическую асимптотику вклада в эффективное действие, что совместимо со спонтанным нарушением

киральной инвариантности.

5. В низкоэнергетической эффективной теории поля установлено, что вид члена, пропорционального угловой 4-скорости киральной среды, а также перекрёстных членов, описывающих эффекты взаимодействия среды с внешним полем, фиксируется треугольной аномалией.

6. Найдено выражение для ненулевого вакуумного среднего векторного тока при условии заданной дивергенции аксиального тока (в некотором евклидовом 4-объёме).

7. Получены выражения для асимметрии функции отклика для векторных токов во внешнем магнитном поле при конечной температуре и конечном химпотенциале и показано, в частности, что конечность времени существования внешнего магнитного поля может приводить к возникновению эффективного кирального химпотенциала.

8. Развита теория УдВ-детектора, взаимодействующего с квантово-полевым ансамблем в течение конечного собственного времени.

9. Предложена модель фундаментальных степеней свободы, подчиняющихся квантовой статистике Больцмана, в которой имеет место экспоненциальная множественность, что может дать решение проблемы иерархии в сценарии индуцированной гравитации.

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы заключается в полученном, в результате её выполнения, новом знании о структуре рассматриваемых КТП. Практическая значимость состоит в возможности использования результатов в анализе экспериментальных и расчётных данных. С помощью разработанных методов сделаны оригинальные выводы о свойствах непертурбативного вакуума КХД. Дан новый взгляд на задачи динамики лёгких фермионов в магнитном поле. Построенная теория УдВ-детектора конечного времени имеет разнообразные потенциальные применения. В целом, в диссертации разработаны новые

теоретические методы описания динамики пробных тел, взаимодействующих с нетривиальными квантово-полевыми ансамблями, что необходимо для изучения их свойств.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность результатов диссертационной работы подтверждается сопоставлением теоретических выводов с данными компьютерного моделирования, а также с результатами других исследователей. Результаты, включённые в диссертацию, докладывались автором на ряде российских и международных мероприятий: международная школа по субъядерной физике «38th Course: Theory and Experiment Heading for New Physics», 2000 (Эриче, Италия); 11-й Ломоносовской конференция по физике элементарных частиц, 2003 (Москва); международные семинары-конференции «Кварки»: 2004 (Пушкинские горы), 2006 (Санкт-Петербург), 2008 (Сергиев Посад), 2010 (Коломна), 2012 (Ярославль), 2014 (Суздаль), 2016 (Пушкин); семинар «Highly Excited Hadrons», 2005 (Тренто, Италия); конференции серии «Rencontres de Moriond», 2007, 2013 (Латвиль, Италия); семинар-конференция «Померанчук-100», 2013 (Москва); конференции серии «International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP)», 2013, 2014, 2015, 2016 (Колимбари, Греция); конференция «The 3rd Annual Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP2015)», 2015 (Санкт-Петербург); воркшоп «QCD in strong magnetic fields», 2012 (Тренто, Италия); конференции серии «Quark Confinement and the Hadron Spectrum Conference (QCHS)», 2010 (Мадрид), 2014 (Санкт-Петербург), 2016 (Салоники); конференция «Ginzburg Centennial Conference on Physics», 2017 (Москва), а также на научных семинарах в НИЦ «Курчатовский институт» (Москва), НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ (Москва), НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ (Гатчина), ОИЯИ (Дубна), ФИАН им. П.А.Лебедева (Москва), ИЯИ РАН (Москва), ДВФУ (Владивосток), Утрехтском университете (Нидерланды), Свободном университете Амстердама (Нидерланды), Гейдельбергском университете (Германия), Свобод-

ном университете Берлина (Германия), Университете Пизы (Италия), Институте ядерной физики (Жеш, Чехия), Лаборатории линейных ускорителей (Орсэ, Франция), Лаборатории физики частиц (Анси, Франция) и в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Женева, Швейцария).

Личный вклад

Ряд результатов диссертации опубликован в работах, выполненных автором без соавторов. В частности, автором получены явные выражения для вкладов, нарушающих казимировских скейлинг статического потенциала; указано на связь между асимптотикой большого собственного времени и стохастическим конфайнментом; предложена интерпретация кирального магнитного эффекта в терминах разностей функций отлика; развита теория УдВ-детектора, взаимодействующего с квантово-полевым ансамблем в течение конечного собственного времени и указано на возможность трактовки выводов этой теории в терминах принципа Ландауэра; предложена модель с квантовой статистикой Больцмана, характеризующаяся экспоненциальной множественностью. Из работ, опубликованных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, вклад автора в получение которых был существенным. В частности, автором лично проведён анализ казимировского скейлинга в различных сценариях конфайнмента в КХД; осуществлено сравнение решёточных данных и аналитических вычислений для корреляторов токов в координатном пространстве; обоснован вид эффективного действия низкоэнергетической теории поля для киральной среды с различными хипотенциалами левых и правых частиц.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в **34** публикациях, из которых: **20** работ - опубликованы в реферируемых журналах, индексируемых системой Web of Science (из них **6** работ - без соавторов), **9** работ - опубликованы в форме тезисов докладов на конференциях, и **5** работ опубликованы как электронные препринты.

Объём и структура работы

Диссертация состоит из Введения, четырёх глав с изложением основных результатов, Заключение, перечня благодарностей, приложения, перечня 34 публикаций, в которых изложены основные результаты диссертации, и списка литературы объёмом 465 позиций. Общий объём диссертации - 315 страниц, в диссертации имеются 15 рисунков и 3 таблицы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обозначаются основные теоретические и методические рамки диссертационного исследования, формулируется постановка проблем и решаемых задач и даётся общий обзор работы.

Глава 1 диссертации, основанная на работах [2, 7, 10, 11, 12], посвящена анализу свойств непертурбативного вакуума чистой глюодинамики (т.е. теории Янга-Миллса без динамических кварков) и КХД в рамках формализма калибровочно-инвариантных нелокальных полевых корреляторов. Как хорошо известно, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что кварки и глюоны не наблюдаются как асимптотические состояния - это явление, известное как конфайнмент, тесно связано с вопросом о возникновении массовой щели в теории Янга-Миллса. При этом, фундаментальный лагранжиан теории конформно-инвариантен и массовых параметров не содержит.

Можно сказать, несколько огрубляя детали, что характеристика вакуума КХД в терминах корреляторов глюонных полей $\langle B_\mu(x) \dots B_\rho(z) \rangle$ содержит большой объём избыточной нефизической информации, связанной с калибровочным произволом (что тем более верно, когда речь ведётся об отдельных полевых конфигурациях $\{B_\mu(x)\}$), калибровочно-инвариантные локальные вакуумные конденсаты - напротив, параметры слишком грубые, а нелокальные функционалы типа петель Вильсона чрезвычайно сложны для анализа. Встаёт вопрос о разумном выборе таких объектов, характеризующих непертурбативный вакуум КХД, которые не были бы избыточными, и, в то же время, были бы настолько

«наименее нелокальными», насколько это возможно без потери физики конфайнмента.

В работах Ю.Симонова и Х.Доша было предложено использовать в качестве базовых «пробников» непертурбативной структуры вакуума корреляторы напряжённостей глюонного поля, перенесённых в фиксированную точку по некоторой траектории:

$$D_{\mu\nu,\dots,\alpha\beta}(x, \dots, z; x_0) = \langle \text{Tr } G_{\mu\nu}(x, x_0) \cdot \dots \cdot G_{\alpha\beta}(z, x_0) \rangle \quad (1)$$

где $G_{\mu\nu}(x, x_0) = \Phi(x_0, x)G_{\mu\nu}(x)\Phi(x, x_0)$ и $\Phi(x, x_0)$ - фактор параллельного переноса. Предполагается, что в выражении (1) есть как пертурбативные, так и непертурбативные вклады. Калибровочно-инвариантные функции (1) выступают в роли как раз такого оптимального баланса между локальностью и сложностью в отношении описания вакуума КХД, о котором шла речь выше.

Благодаря неабелевой теореме Стокса естественной областью определения корреляторов (1) является поверхность, ограниченная вильсоновским контуром. Поскольку эта поверхность произвольна, интегральные вклады корреляторов разных порядков имеют различный вес для разных поверхностей. Основное динамическое предположение заключается в идее *гауссовой доминантности*, согласно которой источником доминирующего вклада на минимальной поверхности является низший нетривиальный, т.н. билокальный коррелятор. На основании этой идеи была развита богатая феноменология. В частности, в диссертации показано, как дать естественную калибровочно-инвариантную интерпретацию в терминах (1) популярному «абелианизированному» представлению о конфайнменте на основе дуального эффекта Мейсснера.

Глава 2 диссертации, содержание которой основано на работах [1, 3, 4, 5, 6, 8, 9], а также [21, 22, 31, 32], начинается с обсуждения ключевого предсказания картины гауссовой доминантности - *Казимировского скейлинга* (КС), заключающегося в пропорциональности логарифма петли Вильсона собственному значению квадратичного оператора Казимира представления калибровочной

группы, заряд по которому несёт статический источник, чья мировая линия задаёт эту вильсоновскую петлю. Это предсказание было проверено в решёточных расчётах с высокой точностью. В диссертации произведён детальный анализ явления КС. Показано, что большинство обсуждаемых в литературе моделей непертурбативной вакуумной структуры КХД (инстантонный газ, абелева доминантность, доминантность центра, модель мешков MIT и т.д.) испытывают существенные трудности при попытке воспроизвести наблюдаемый на решётке КС. Интересно также отметить нарушение КС (значительно более сильное, чем то, которое наблюдается на решётках) со стороны таких популярных сценариев струнной динамики КХД как люшеровский член и k -струны.

Далее выяснялся вопрос о структуре вкладов, ответственных за малые наблюдаемые отклонения от КС. Для лидирующего члена в линейной комбинации фундаментального и присоединённого потенциалов, которая параметризует отклонения от КС

$$-\delta V_{a/f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{\log \langle W_a(C) \rangle}{T} - \frac{2N_c^2}{N_c^2 - 1} \frac{\log \langle W_f(C) \rangle}{T} \right) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{m=2}^{\infty} i^m \delta \Delta_{a/f}^{(m)} \quad (2)$$

имеет место следующее выражение:

$$\delta \Delta_{a/f}^{(4)} = \left(\frac{N_c^2}{N_c^2 - 1} \right) \cdot \left(\langle \text{Tr}_{f_1} \mathcal{K}_{f_1}^{(2)} \text{Tr}_{f_2} \mathcal{K}_{f_2}^{(2)} \rangle - \left(1 + \frac{2}{N_c^2 - 1} \right) \left[\langle \text{Tr}_f \mathcal{K}_f^{(2)} \rangle \right]^2 \right) \quad (3)$$

записанное в терминах интегралов от корреляторов $\text{Tr}_f \mathcal{K}_f^{(2)}$. Левая часть этого выражения должна была бы обращаться в ноль, если бы КС был точной симметрией, а её отличие от нуля характеризует степень отклонения от КС в терминах интегральных моментов корреляторов полей. Аналогичную структуру имеют и высшие члены кластерного разложения. В диссертации обсуждается самосогласованная картина стохастического удерживающего вакуума в теории Янга-Миллса, в центре которой находится внутренняя иерархия масштабов исходного, «цветного» вакуума, заключающаяся в том, что характерная амплитуда непертурбативных флуктуаций глюонных полей (выражаемая, например, в терминах конденсата $\langle G^2 \rangle$) относительно мала по сравнению с об-

ратной калибровочно-инвариантной корреляционной длиной этих флуктуаций (которая восстанавливается из бислокального выражения вида (1) и известна в оригинальной литературе под обозначением T_g). Это явление приводит к гауссовой доминантности, которая, в свою очередь, взаимосвязана с относительно большой величиной массовой щели для бесцветных состояний (даже легчайший глюбол в глюодинамике довольно тяжёлый, порядка 1.5 ГэВ). КС является наиболее веским аргументом в пользу этой физической картины.

Основные решёточные расчёты, демонстрирующие явление КС статического потенциала в глюодинамике, а также теоретические работы, обсуждающие этот феномен, были выполнены в начале 2000-х годов. Проблематика анализировалась в множестве последующих работ, принимая во внимание имевший место за это время прогресс в отношении вычислительных возможностей. В целом, можно сказать, что каких-либо численных или аналитических результатов, ставящих под сомнение вышеприведённые выводы, получено не было. Более того, имеются свежие решёточные результаты, подтверждающие КС. Хотя КС не является точной симметрией теории, отклонения от КС весьма малы и явление может считаться надёжно установленным.

Естественно поставить вопрос о том, как проявляется гауссова доминантность для более сложных пробников, чем одиночная петля Вильсона. Наиболее простым случаем является пара петель Вильсона, взаимодействие которых параметризуется коррелятором вида

$$\chi(C_1, C_2) = \langle W(C_1)W(C_2) \rangle - \langle W(C_1) \rangle \langle W(C_2) \rangle \quad (4)$$

Поскольку в данном случае имеется два контура, неочевидно, как нужно производить вычисление этого коррелятора в предположении гауссовой доминантности. В работе приводятся аргументы в пользу того, как выбор поверхности зависит от взаимного расположения контуров C_1 и C_2 . Рассмотрены несколько конкретных примеров, в том числе случай двух одинаковых прямоугольных контуров $R \times T$ с $T \gg R$, которые расположены один над другим в параллель-

ных плоскостях, расстояние между которыми h . Получены, в предположении гауссовой доминантности, следующие результаты:

$$\chi + \exp(-2\sigma RT) = \frac{1}{N_c^2} \exp(-2\sigma hT) + \left(1 - \frac{1}{N_c^2}\right) \exp(-2\sigma hT - \sigma_{adj} RT) \quad (5)$$

для антипараллельных ориентаций при $h < h_{crit}$ и $\chi = 0$ для $h > h_{crit}$, где параметр $h_{crit} \approx R - (\log N_c)/\sigma T$. В случае параллельных ориентаций критическая длина даётся формулой $h_{crit} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(R - \frac{\log 3}{\sigma T}\right)$ и коррелятор имеет вид:

$$\chi + \exp(-2\sigma RT) = \exp(-\sigma S_{12}) \cdot \left[\frac{1}{3} \exp(-\sigma S_3) + \frac{2}{3} \exp\left(-\frac{5\sigma S_3}{2}\right) \right] \quad (6)$$

где S_{12} представляет собой граничную поверхность $S_{12} = 4hT/\sqrt{3}$ и $S_3 = (R - h/\sqrt{3})T$. Заметим, что S_3 никогда не может сократиться до нуля.

Принципиально другой тип пробников - двухточечные корреляторы токов. Как хорошо известно, включение в стандартное операторное разложение таких корреляторов непертурбативных эффектов в форме вакуумных конденсатов позволило развить богатую феноменологию метода правил сумм КХД. Вместе с тем ряд вопросов, касающихся данного метода, были сформулированы ещё его авторами и они до сих пор являются предметом дискуссий. Один из главных вопросов в этом ряду заключается в соотношении структуры ряда правил сумм и свойства конфайнмента. Как подчеркивалось выше, из факта отличия глюонного конденсата от нуля нельзя сделать вывод о наличии (или отсутствии) конфайнмента. Аналогичным образом обстоит дело и с кварковым конденсатом. С другой стороны, само наличие конфайнмента может приводить к появлению новых, «неконвенциональных» членов в операторном разложении. Феноменологическое проявление таких членов (например, вида $O(1/Q^2)$) исследовались в ряде работ, в том числе, недавних.

Таким образом, встаёт вопрос о структуре и иерархии непертурбативных вкладов, в частности, о том, может ли частичная сумма членов вида, например, $\langle G_{\mu\nu}(D_\alpha D^\alpha)^n G^{\rho\sigma} \rangle$ дать учёт физики конфайнмента. Среди обсуждающихся в диссертационной работе примеров стоит выделить сопоставление членов опе-

раторного разложения, полученных из известных спектральных свойств функции Грина, с теми же членами, полученными стандартным («конденсатным») методом. Оказывается, что коэффициенты при обратных степенях Q^2 выражаются параметрически различным образом: «эффективные конденсаты», извлечённые из спектральных характеристик, существенно больше «стандартных» конденсатов. Это явление исследовалось ранее в модели 'т Хоофта 1+1 КХД. В диссертации производится сравнение результатов для корреляторов токов в различных каналах, полученных в вычислениях на решётке, с их спектральной и «конденсатной» параметризациями. Каждый член разложения, построенного на основе спектральных параметров, является результатом нетривиального суммирования расходящихся рядов конденсатов и наоборот. И, строго говоря, требуется дополнительный рецепт для придания физического значения (расходящейся) сумме матричных элементов локальных операторов. Речь, по сути, идёт о соответствии описания в терминах динамики больших (LDD) и малых (SDD) расстояний. Формализм правил сумм SVZ исходит из идеи о полной эквивалентности SDD и LDD описаний, и одно описание не дополняет, а исключает другое - например, лидирующий пертурбативный логарифм $\log Q^2$ выводится либо как однопетлевой эффект, либо как асимптотика спектральной суммы, но не и то, и другое вместе. Интересен вопрос о том, насколько профиль коррелятора как функции координат во всей области определения фиксируется его LDD и SDD асимптотиками, иначе говоря, какую ещё физическую информацию, помимо режимов асимптотического поведения, несёт коррелятор этого типа. Было обнаружено разумное согласие с решёточными расчётами (см. Рисунок 1).

Далее в работе обсуждается структура лидирующих непертурбативных поправок к статическому потенциалу на малых расстояниях. Проблема тесно связана со структурой операторного разложения в теориях с конфайнментом, хотя, разумеется, сам потенциал, как объект, апеллирующий к статическому пределу $T \rightarrow \infty$, находится за рамками применимости обычной техники операторного разложения. Феноменологически, статический потенциал на малых

расстояниях может быть записан как

$$V(R) = \frac{c_{-1}}{R} + c_0 + c_1 R + c_2 R^2 + \mathcal{O}(R^3) \quad (7)$$

где коэффициенты c_i зависят от R не сильнее, чем логарифмически. В стандартной логике «мягких» непертурбативных полей, описываемых конденсатами, $c_1 = 0$. Вместе с тем, неочевидно, какие именно теоретические аргументы запрещают существование такого члена. В рамках анализа этой проблематики получены следующие результаты:

1. Указано на связь между ренорм-инвариантностью условия квантования Дирака $eg = 2\pi$ и дуальностью «малые расстояния - сильные поля».
2. Показано, что из калибровочно-неинвариантного конденсата размерности два $\langle A_\mu^2(x) \rangle$ можно выделить калибровочно-инвариантный сдвиг, обусловленный калибровочно-инвариантными граничными условиями. Вычислен конденсат для вакуума между казимировскими пластинами:

$$\langle A^2(z) \rangle = \frac{1}{12L^2} \left[1 + \frac{3}{2} \tan^2 \left(\frac{\pi z}{2L} \right) \right] \quad (8)$$

3. Предложена модель «динамической полости» и показано, что в ней непертурбативная поправка к энергии диполя линейна по R при малых R . Величина коэффициента c_1 связана с разностью величины глюонного конденсата внутри и снаружи диполя. Зависимость этого члена от представления, в котором находятся источники, может служить эффективным дискриминантом различных моделей непертурбативной вакуумной структуры.

В стандартной идеологии правил сумм не рассматривается обратное влияние «быстрых и жёстких» пертурбативных степеней свободы на «медленные и мягкие» вакуумные непертурбативные поля, формирующие конденсаты. В то же время, есть различные феноменологические основания полагать, что эта картина является сильным упрощением реальности. Во-первых, как уже обсуждалось выше, для того, чтобы описать само явление конфайнмента, только представления о конденсате недостаточно - необходимо вводить в рассмотрение величины, характеризующие, в некотором смысле, динамику конденсата,

его отклик на внешние воздействия. В стохастической картине конфайнмента эту роль играет вакуумная корреляционная длина, в дуальной мейсснеровской картине - лондоновская глубина проникновения поля и т.д. В последнем случае весьма важно представление о разрушении монопольного конденсата в сердцевине абрикосовской струны, удерживающей кварки. Именно это влияние внешних источников на вакуум может быть ответственно за «жёсткие» поправки к различным непертурбативным величинам, например, члены вида $\sim Q^{-2}$ в операторном разложении.

В **Главе 3** диссертации, основанной на работах [13-17], а также [23-27] рассматривается динамика лёгких фермионов. В разделе **3.2** обсуждается вопрос о соотношении конфайнмента и другого важнейшего непертурбативного явления в КХД - спонтанного нарушения киральной инвариантности (SCSB). Имеется обширная литература, где анализируется связь этих двух феноменов. В диссертации обращается внимание на то обстоятельство, что эффективное действие для лёгкого фермиона в гауссовом вакууме с конфайнментом имеет вид:

$$\Gamma_{eff}^{(2)} = \int_0^\infty \frac{dT}{T} \exp(-m^2 T) w_0(T) \left(-4\eta \log \left(\frac{T}{\lambda^2} \right) + \dots \right) \quad (9)$$

где $w_0(T) = (4\pi T)^{-\frac{d}{2}}$ и параметры η и λ имеют существенно непертурбативную природу. Параметр η даётся некоторым интегральным моментом от бислокального калибровочно-инвариантного коррелятора. Важно, что если бы асимптотика, обеспечиваемая гауссовым членом, была другой (т.е. отличной от логарифмической (9)), то следовало бы заключить, что конфайнмент в гауссовом вакууме вообще несовместим с SCSB² и требуется, возможно, суммирование каких-то иных подпоследовательностей, чтобы его получить. В действительности же получен обратный вывод: гауссова редукция удерживающего вакуума совместима с SCSB, если она производится самосогласованным образом. Любопытно, что никаких соображений, связанный с топологией вакуумных полей, в этом рас-

²Так, можно, например, показать, что пертурбативная часть вакуумного коррелятора не приводит к SCSB.

смотре́нии не фигурирует.

Другой круг вопросов касается динамики кварков во внешнем абелевом магнитном поле. Наиболее интересным явлением в такой системе является так называемый киральный магнитный эффект (chiral magnetic effect, CME). Этот эффект впервые обсуждался А.Виленкиным в электрослабом секторе СМ и впоследствии неоднократно переоткрывался. Оживление интереса к этому кругу вопросов было вызвано теоретическими работами Д.Харзеева и других авторов, в которых CME обсуждался в применении к физике столкновений тяжёлых ионов, а также результатами экспериментов STAR и ALICE. Именно, предположив различные химические потенциалы для «левых» и «правых» киральных фермионов (μ_L и μ_R соответственно), можно показать, что в такой среде во внешнем магнитном поле течёт стационарный электрический ток, равный

$$\mathbf{J} = \langle \bar{\psi} \gamma \psi \rangle = \frac{e \mathbf{H}}{2\pi^2} \mu_5 = \sigma_\chi \mathbf{H} \quad (10)$$

где $\mathbf{H}$ - магнитное поле, а $\mu_5 = (\mu_R - \mu_L)/2$ - аксиальный химический потенциал. В контексте столкновений тяжёлых ионов CME может проявиться посредством специфических асимметрий: распределения электрического заряда конечных частиц, углового распределения дилептонов, ненулевого электрического квадрупольного момента конечной системы и рядом других. Более того, сам CME - лишь частный представитель значительно более широкого круга явлений, получившего в современной литературе название бездиссипативного аномального транспорта.

По поводу выражения (10) можно поставить ряд вопросов. Что может являться источником киральной асимметрии (т.е. ненулевого значения μ_5) в той или иной задаче, учитывая $\mathbf{P}$ -инвариантность лагранжиана КХД? Как модифицируется выражение (10) для реального нестационарного процесса столкновения тяжёлых ионов? Как выделить в экспериментальных наблюдаемых (как в ионных столкновениях, так и в других физических системах) эффекты, связанные с физикой $\mu_5 \neq 0$ на фоне других, не имеющих отношения к CME? В

диссертации этот круг вопросов рассматривается в рамках таких подходов, как теория квантовых коридоров и теория точечных УдВ-детекторов. Эти методы не находятся в «мейнстриме» исследований по СМЕ, в связи с чем интересно сравнить полученные с их помощью выводы с «common lore» в этой области. Основные выводы из этого анализа следующие:

1. Показано, что гидродинамические результаты для аномального коэффициента при члене $\omega^\mu \equiv \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}u_\nu\partial_\rho u_\sigma$, описывающего разделение потоков разных киральностей при вращении, естественно воспроизводятся на языке эффективной низкоэнергетической теории поля. Соответствующие выражения для дивергенций токов имеют вид:

$$\partial^\mu j_{5,\mu}^i = -\frac{1}{4\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\text{Tr}(\hat{\tau}^i(\partial^\mu(\hat{q}A^\nu + \hat{\mu}u^\nu)\partial^\alpha(\hat{q}A^\beta + \hat{\mu}u^\beta) + \partial^\mu(\hat{\mu}_5u^\nu)\partial^\alpha(\hat{\mu}_5u^\beta))) \quad (11)$$

$$\partial^\mu j_\mu^i = -\frac{1}{2\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\text{Tr}(\hat{\tau}^i\partial^\mu(\hat{q}A^\nu + \hat{\mu}u^\nu)\partial^\alpha(\hat{\mu}_5u^\beta)) \quad , \quad (12)$$

где в правые части входят только длинноволновые величины - вектор-потенциал A_μ и 4-скорость u_μ , что позволяет заменить в левых частях дивергенции микроскопических токов на дивергенции эффективных гидродинамических токов, отвечающих за перенос тех же квантовых чисел. Хотя эффективная теория предполагает разложение по степеням μ, μ_5 , аномальные вклады исчерпываются треугольной диаграммой и квадратичными членами по μ, μ_5 , в этом смысле полученный результат является точным. В эффективной теории поля один и тот же коэффициент фиксирует вклад треугольной аномалии во внешнем поле, вклад члена, пропорционального ω^μ , а также перекрёстных членов, описывающих эффекты взаимодействия. Это можно рассматривать как интересное проявление «'t Hooft anomaly matching» - утверждения о соответствии результатов вычисления аномалии с использованием инфракрасных и ультрафиолетовых степеней свободы.

2. В евклидовой КХД найдено *совместное* распределение вероятностей того, что вакуумное ожидание векторного³ тока $j_\mu(x) = \bar{\psi}(x)Q\gamma_\mu\psi(x)$ имеет опреде-

³С зарядовой матрицей кварков $Q = \text{diag}(2/3, -1/3, -1/3)$.

лённую величину *при условии* заданной дивергенции $\partial^\mu j_\mu^5(x) = \eta(x)$ в некотором 4-объёме V :

$$J_\mu(z, \eta) = \text{Tr} [Q^2] \left(\frac{N_c}{4\pi^2} \right) \cdot r[\eta] \cdot \tilde{F}_{\mu\nu} \int dq e^{-iqz} i q_\nu \eta(q) \Delta(q) \quad (13)$$

где $\Delta(q) = (\Pi^{55}(q) + 2l\chi)^{-1}$ и χ - киральная восприимчивость. Ненулевой ток в направлении оси $\mu = 3$ возможен, во-первых, только внутри объёма V , а, во-вторых (выбирая ненулевые компоненты $F_{21} = \tilde{F}_{03} = H$), только при условии наличия зависимости от времени либо самого поля η , либо формы этого объёма. Таким образом, эффект принципиально нестационарен, причём в любом из указанных смыслов. Выражение (13) несёт в себе произвол, связанный с выбором профиля коридора вероятности (закодированный в факторе $r[\eta]$), однако оно хорошо иллюстрирует общую логику анализа - классикализация плотности топологического заряда как источник СМЕ-тока. Поле η (в отличие от составного поля $\text{Tr} G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}$) не имеет какой-либо собственной квантовой динамики и выражение (13) нужно понимать в смысле условной вероятности: если динамика процесса такова, что какие-то $\mathbf{P}$ -нечётные степени свободы можно считать классическими, то в системе возникает электрический ток.

3. В рамках популярного в литературе подхода, когда поляризационный оператор рассматривается в качестве единственного источника асимметрии зарядовых флуктуаций, в диссертации обращается внимание на определённый формфактор, соответствующий отрицательной четности промежуточных состояний. Более конкретно, рассматривается средний квадрат электрического заряда в объёме V при конечной температуре T :

$$\langle Q_V^2 \rangle_{st} = -T \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} |F_V(\mathbf{q})|^2 \Pi_{44}(\mathbf{q}, 0) \quad (14)$$

где $\Pi_{44}(\mathbf{q}, 0)$ - евклидов поляризационный оператор, а $F_V(\mathbf{q}) = \int_V d\mathbf{x} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{x})$ - пространственный формфактор. В термодинамическом пределе $V \rightarrow \infty$ без внешнего поля выражение (14) воспроизводит ответ Стефана-Больцмана для безмассовых фермионов $\lim_{V \rightarrow \infty} \langle e^2 Q_V^2 \rangle_{st} / V = e^2 T^3 / 3$. Осуществляя азимутальное разложение формфактора $F_V(\mathbf{q})$, для зарядовой асимметрии $\langle q_V^2 \rangle =$

– $\sum_{\alpha, \beta=\pm} \alpha\beta \cos(\phi_\alpha + \phi_\beta')$ можно получить явное выражение в терминах некоторого интегрального момента поляризационного оператора. СМЕ должен соответствовать значительному усилению этой асимметрии во внешнем магнитном поле. В диссертационной работе анализируются различные модели для поляризационного оператора и показано, что для феноменологически разумного выбора параметров всегда $\langle q_V^2 \rangle \ll 1$.

4. В альтернативном подходе к проблеме анализа пространственно-временной картины флуктуаций электрических токов в магнитном поле, развиваемом в диссертации, вводится в рассмотрение пробник типа УдВ-детектора, взаимодействующий с композитным полем с квантовыми числами векторного тока: $j(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu n^\mu \psi(x)$:

$$\Delta H = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\tau) d\tau m(\tau) j(x(\tau)) \quad (15)$$

где $x(\tau)$ – мировая линия детектора, τ – собственное время, $m(\tau)$ – внутренняя квантовая переменная (монопольный момент) детектора, чья эволюция в собственном времени τ управляется стандартным гамильтонианом Унру-ДеВитта с уровнями энергии E_0 и $E_1 = E_0 + \Omega$. Соответствующая функция отклика записывается как:

$$\mathcal{F}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\tau) d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\tau') d\tau' e^{-i\Omega(\tau-\tau')} \cdot G^+(\tau - \tau') \quad (16)$$

где функция Вайтмана $G^+(\tau - \tau') = \langle \Phi_0 | j(x(\tau)) j(x(\tau')) | \Phi_0 \rangle$.

В отличие от поляризационного оператора, функция отклика не равна нулю только для положительно-частотных флуктуаций. В диссертации рассмотрены две модели, которые имеют отношение к исходной задаче о кварк-глюонной материи в фазе деконфайнмента в магнитном поле: свободные фермионы в постоянном однородном магнитном поле при ненулевой температуре и при ненулевой плотности. Используя точное выражение для функций Грина в магнитном поле, вычислена асимметрия функции отклика (в единицу времени):

$$\delta\mathcal{F}(\Omega) = \mathcal{F}_{33}(\Omega) - (\mathcal{F}_{11}(\Omega) + \mathcal{F}_{22}(\Omega))/2:$$

$$\delta\mathcal{F}(\Omega) = \frac{(qH)^2}{4\pi^3} \frac{\Omega}{e^{\beta\Omega} - 1} \quad (17)$$

где $\beta = (k_B T)^{-1}$. Это выражение является точным по полю H . Положительность разности означает, что детектор, измеряющий ток вдоль поля, «кликает» чаще, чем измеряющий ток, перпендикулярный полю. Обратим также внимание на то, что выражение (17) имеет вид, характерный для статистики Бозе-Эйнштейна, которой подчиняются флуктуации билинейного оператора тока, а не Ферми-Дирака, соответствующей статистике флуктуаций первичных фермионных полей.

Тот факт, что флуктуации в перпендикулярных полю направлениях подавлены, легко понять из соображений общей физики - сила Лоренца стремится завернуть заряженную частицу,двигающуюся перпендикулярно полю (или, переходя на квантовый язык, поле стремится удержать частицу на уровне Ландау). Менее очевидно усиление флуктуаций (идентичное по величине) вдоль поля, поскольку классически магнитное поле не оказывает влияния на частицы,двигающиеся вдоль него. Это чисто спиновый, парамагнитный эффект - который, по нашему мнению, в данном контексте можно называть частным случаем СМЕ.

Поучительно сравнить (17) с картиной флуктуаций без магнитного поля:

$$\mathcal{F}^{(0)}(\Omega) = \frac{1}{60\pi^3} \frac{\Omega}{e^{\beta\Omega} - 1} \left(\Omega^2 + 4 \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^2 \right) \left(\Omega^2 + \left(\frac{2\pi}{\beta} \right)^2 \right) \quad (18)$$

Отношение максимально для $\Omega \rightarrow 0$, но численно всегда мало:

$$\frac{\delta\mathcal{F}(0)}{\mathcal{F}^{(0)}(0)} = \frac{15}{64\pi^4} \cdot \frac{(qH)^2}{T^4} \approx 2.4 \times 10^{-3} \cdot \frac{(qH)^2}{T^4} \quad (19)$$

На языке тензора энергии-импульса физика выглядит следующим образом: при нулевом поле имеем стандартное выражение для изотропного давления термального газа безмассовых фермионов: $T_{11} = T_{22} = T_{33} = \frac{7\pi^2 T^4}{180}$, а при больших

магнитных полях давление в направлениях, ортогональных полю обращается в ноль $T_{11} = T_{22} \rightarrow 0$, в то время как $T_{33} = \frac{qBT^2}{12}$.

Другая физическая ситуация соответствует фермионам конечной плотности при нулевой температуре. Интересующая нас разность $\delta\mathcal{F}(\Omega)$ является интегралом от следующего выражения:

$$\langle \Phi_0 | j_3(x(\tau)) j_3(x(\tau')) | \Phi_0 \rangle - \langle \Phi_0 | j_1(x(\tau)) j_1(x(\tau')) | \Phi_0 \rangle = J_3^2 + \frac{(eH)^2}{8\pi^4} \frac{1}{(\tau - \tau')^2} \quad (20)$$

где J_3 определяется как

$$J_3 = \lim_{x \rightarrow x'} \text{Tr } \gamma_3 (G_L(x, x') + G_R(x, x')) = \frac{eH}{4\pi^2} (\mu_R - \mu_L) \quad (21)$$

и через μ_L и μ_R обозначены химические потенциалы для левой и правой киральных компонент, соответственно, а однородное магнитное поле H направлено вдоль оси z . Результат имеет вид

$$\delta\mathcal{F}(\Omega) = \frac{(eH)^2}{4\pi^4} \left[\mu_5^2 I_0 - \frac{1}{2} I_2 \right] \quad (22)$$

где $I_n = \int \chi(\tau) d\tau \int \chi(\tau') d\tau' e^{-i\Omega(\tau - \tau')} \cdot (\tau - \tau' - i\xi)^{-n}$. Как и (17), результат (22) является точным по магнитному полю.

Интеграл I_n зависит от времени измерения λ , закодированного в $\chi(\tau)$, а также от безразмерных переменных $\Omega\lambda$ и ξ/λ . В рассматриваемой задаче естественно связать время измерения со скоростью изменения самого магнитного поля. Последняя вычислялась многими авторами, в частности, использовался следующий анзатц:

$$H(\tau) = \frac{H_0}{(1 + (\tau/\lambda)^2)^{3/2}} \quad (23)$$

где H_0 и λ являются функциями прицельного параметра и скорости, чей типичный масштаб для ускорителя RHIC задаётся следующими величинами $H_0 \sim 10^5$ МэВ², $\lambda \sim 0.1$ Фм/с. Конечно, неверно полагать, что простая замена $H \rightarrow H(\tau)$ даст точный ответ, поскольку используется функция Грина в постоянном магнитном поле. Но так как наш подход в любом случае зависит от модели детектора, мы считаем, что использование приближения (23) в качестве

профиля для оконной функции $\chi(\tau)$ разумно. Тогда получим $I_0 = 4\Omega^2\lambda^4 K_1^2(\kappa)$, где $\kappa = \Omega\lambda$. Максимум этой функции κ (т.е. оптимальное время измерения) достигается при $\lambda \approx 1.33/\Omega$. Легко увидеть, что и при $\lambda \rightarrow 0$ (измерение не производится) и $\lambda \rightarrow \infty$ (стационарное измерение) I_0 равен нулю. Вычислив также величину I_2 , мы можем переписать (22) следующим образом:

$$\delta\mathcal{F}(\Omega) = \frac{(eH)^2}{4\pi^4} I_0 \left[\mu_5^2 + \frac{1}{\lambda^2} g(\kappa) \right] \quad (24)$$

с некоторой безразмерной функцией $g(\kappa)$. Выражение в квадратных скобках в (24) можно интерпретировать как эффективный аксиальный химический потенциал. Физический смысл его вполне прозрачен: из-за соотношения неопределенностей конечное время наблюдения τ_m приводит к тому, что уровни Ферми энергии кварков размываются, и эти флуктуации обеспечивают возникновение тока вдоль магнитного поля, даже если «затравочный» аксиальный химический потенциал отсутствует. В то время как конкретный вид функций I_0 , $g(\kappa)$ зависит, конечно, от выбранного профиля оконной функции, качественный вид (24) универсален. В количественном смысле $g(\kappa \sim 1) \approx 0.15 \div 0.25$ и модель (24) соответствует эффективному аксиальному химическому потенциалу порядка 1 ГэВ, даже если «затравочный» $\mu_5 = 0$.

В завершение главы обсуждаются проявления СМЕ в центральных столкновениях и предлагается нелокальный параметр порядка, отличный от нуля во внешнем магнитном поле за счёт аномалии.

Глава 4 диссертации основана на работах [18, 19, 20], а также [28, 29, 30, 33, 34]. В этой главе развивается теория монопольного квазиточечного УдВ-детектора для измерений, производящихся в течение конечного промежутка собственного времени. Предел стационарных (т.е. неограниченно долгих) измерений в этой модели хорошо изучен, случай с явной временной зависимостью привлекал меньше внимания. Оператор эволюции имеет вид:

$$U_\chi = T \exp \left[ig \int d\tau \chi(\tau) m(\tau) \phi(x(\tau)) \right] \quad (25)$$

где обозначения соответствуют (15) и поле $\phi(x(\tau))$ является элементарным безмассовым скалярным полем. Важным элементом является «оконная функция» $\chi(\tau)$, параметризующая измерительную процедуру. Можно говорить о $g\chi(\tau)$ как об изменяющейся вдоль мировой линии эффективной «константе» связи, которая отлична от нуля в данном интервале собственного времени. Перечислим основные результаты:

1. В другой технике по сравнению с оригинальной работой А.Нитцана получено уравнение эволюции для вероятности перехода детектора из состояния 0 в состояние 1:

$$\frac{d\mathcal{P}_{0 \rightarrow 1}(t)}{dt} = -(C_+(t) + C_-(t)) \cdot \mathcal{P}_{0 \rightarrow 1}(t) + C_-(t) \quad (26)$$

где $C_+(t)$ - коэффициентная функция $C(t, \Omega)$, заданная (в нерегуляризованном виде) как:

$$C(t, \Omega) = \bar{g} \int_{-\infty}^t d\tau \chi(t) \chi(\tau) \left(G^+(t, \tau) e^{i\Omega(t-\tau)} + G^+(\tau, t) e^{-i\Omega(t-\tau)} \right) \quad (27)$$

и функция Вайтмана $G^+(\tau, \tau') = \langle \Phi_0 | \phi(x(\tau)) \phi(x(\tau')) | \Phi_0 \rangle$.

2. Построена последовательная схема перенормировки и получено выражение для перенормированной функции $C_{\pm}(t)$

$$\begin{aligned} C(t, \Omega) = & \bar{g} \chi^2(t) F_{\beta}(-\Omega) + \bar{g} \chi(t) \chi'(t) \zeta + \\ & + \bar{g} \chi(t) \int_0^{\infty} ds (\chi(t-s) - \chi(t)) (\tilde{G}_{\beta}^+(s) - \tilde{G}^+(s)(s)) \cos \Omega s + \\ & + \bar{g} \chi(t) \int_0^{\infty} ds (\chi(t-s) - \chi(t) + s \chi'(t)) \tilde{G}^+(s) \cos \Omega s \end{aligned} \quad (28)$$

где единственный расходящийся член пропорционален фактору $\zeta = - \int_0^{\infty} ds s \tilde{G}^+(s) \cos \Omega s$, который может быть регуляризован путём введения размерного параметра τ_s - «мёртвого времени» детектора. Для перенормированного коэффициента $C_{\pm}^{(r)}(t)$ производится замена

$$\zeta \rightarrow \zeta^{(r)} = - \frac{\text{Ci}(|\Omega| \tau_s)}{2\pi^2} \quad (29)$$

а все другие члены в (28) регулярны. Это гарантирует, что $C_-^{(r)}(t) \rightarrow 0$, если $\Omega \rightarrow \infty$, в предположении, что τ_s удерживается конечным. Таким образом, показано, что измерительная процедура для конечных промежутков времени привносит дополнительный параметр - это размер детектора (на перенормированном языке), или «мёртвое время» детектора τ_s (с точки зрения перенормированных величин). Оба параметра отражают микроструктуру детектора.

3. Получено непертурбативное по g выражение для скорости «забывания» начального состояния

$$\mathcal{P}_{0 \rightarrow 0}(t) - \mathcal{P}_{1 \rightarrow 0}(t) = e^{-\int_{-\infty}^t d\tau (C_+(\tau) + C_-(\tau))} = e^{-\bar{g}\tau_m (D_\chi F_\beta(\Omega) + D_\chi F_\beta(-\Omega))} \quad (30)$$

где оператор $D_\chi(s)$ задаётся заменой $s \rightarrow -i(\partial/\partial\Omega)$ в функции

$$D_\chi(s) = \frac{1}{\tau_m} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \chi(\tau + s/2) \chi(\tau - s/2) \quad (31)$$

Здесь τ_m - полное время измерения, а $2\pi F_\beta(\Omega) = \Omega/(e^{\beta\Omega} - 1)$.

4. Рассмотрены поправки на конечность времени измерения для того случая, когда детектор используется как термометр:

$$T^* = T \left(1 + \frac{\hbar^2}{12\tau_{eff}^2 (k_B T)^2} \right) \quad (32)$$

где $\tau_{eff}^2 = \frac{\int d\bar{\tau} (\chi(\bar{\tau}))^2}{\int d\bar{\tau} (\chi'(\bar{\tau}))^2}$. Измеренная температура больше истинной и стремится к ней в пределе $\tau_{eff} \rightarrow \infty$.

5. В ситуации, когда детектор уже термализован и затем пертурбативно отключается от тепловой бани с профилем $\chi_-(\tau) = (1 - \tanh(\tau/\tau_0))/2$ получен следующий результат для разности начальной и конечной заселённости возбуждённого уровня в пределе адиабатически медленного отключения $\tau_0 \rightarrow \infty$:

$$\frac{p_f - p_i}{\bar{g}(1/2 - p_i)} = \frac{1}{2\pi^2} \text{Ci}(|\Omega|\tau_s) + \frac{1}{2\beta^2\Omega^2} \int_0^\infty ds s \cos s \left[\left(\frac{\beta\Omega}{\pi s} \right)^2 - \text{csch}^2 \frac{\pi s}{\beta\Omega} \right] \quad (33)$$

где второе слагаемое в правой части (33) представляет чисто термальный вклад, в то время как член, пропорциональный интегральному косинусу, является неза-

висимым от температуры вакуумным вкладом (оба исчезают в пределе $\Omega \rightarrow \infty$). Таким образом, разность $p_f - p_i$ не стремится к нулю в адиабатическом пределе. Причина этого в том, что вероятность перехода в единицу времени пропорциональна τ_0^{-1} , но полная вероятность является интегралом по времени (что приносит множитель τ_0).

6. В контексте рассматриваемой модели проанализирован принцип Ландауэра в предположении, что детектор кодирует один бит классической информации. Показано, что принцип Ландауэра принимает вид ограничения на работу внешней силы δE , отвечающей за включение и выключение детектора:

$$\beta \delta E \geq \mathcal{F}_\beta(\beta^*) - \mathcal{F}_\beta(\beta_0) \quad (34)$$

где функция $\mathcal{F}_\beta(z)$ имеет смысл свободной энергии детектора при эффективной обратной температуре z . Исследованы различные предельные случаи.

Далее, в разделах **4.3**, **4.4** обсуждаются сценарии возможных физических явлений за пределами СМ, проявления которых могут быть обнаружены через отклонения поведения пробных тел. В разделе **4.3** в качестве последних выступают т.н. «прелестные» (т.е. содержащие в своём составе b -кварк) адроны - уникальные пробники НФ через петлевые процессы. Главная причина интереса к таким процессам состоит в том, что именно петлевые эффекты затрагивают самые глубокие свойства квантовой теории (соотношение неопределенностей, унитарность, причинность, структура вакуума и т.д.), петлевые интегралы по импульсам «пробуют» физику на массовых масштабах, которые недоступны прямому исследованию. Например, редкие распады B -мезонов, идущие через петли, а также B -осцилляции чувствительны к тяжёлым частицам в петле и их взаимодействиям. Чрезвычайно важно, что в петли дают вклад все степени свободы (с учётом лоренц-структуры, симметрий и т.д.), в том числе и те частицы, о существовании которых мы, возможно, пока не знаем.

В диссертации обращается внимание на наиболее существенный недостаток стандартного подхода, основанного на треугольнике унитарности, заклю-

чающийся в том, что набор используемых ограничений не адаптируется для того или иного конкретного сценария НФ. Предложена стратегия представления матричных элементов СКМ матрицы $|V_{tb}^* V_{ts}|$ через отношения, извлекаемые из процессов, доминирующий вклад в которые вносят диаграммы различных топологий (tree, penguin, box):

$$\zeta_{q,V}^{(1)} = \frac{|V_{tb}^* V_{tq}|_{\Delta M_q}}{|V_{tb}^* V_{tq}|_{B \rightarrow V\gamma}} ; \zeta_{q,V}^{(2)} = \frac{|V_{tb}^* V_{tq}|_{B \rightarrow V\gamma}}{|V_{tb}^* V_{tq}|_{tree}} ; \zeta_{q,V}^{(3)} = \frac{|V_{tb}^* V_{tq}|_{tree}}{|V_{tb}^* V_{tq}|_{\Delta M_q}} \quad (35)$$

где $q = d, s$ и V обозначает K^*, ϕ, ρ, ω . Очевидно, что по построению имеем $\zeta_{q,V}^{(1)} \cdot \zeta_{q,V}^{(2)} \cdot \zeta_{q,V}^{(3)} \equiv 1$, в СМ, однако, должно выполняться гораздо более сильное ограничение: $\zeta_{q,V}^{(1)} = \zeta_{q,V}^{(2)} = \zeta_{q,V}^{(3)} = 1$. Удобно представить множество трех чисел $\{\zeta_{q,V}^{(1)}, \zeta_{q,V}^{(2)}, \zeta_{q,V}^{(3)}\}$ как одну точку в тернарной системе координат с параметром $\log \zeta_{q,V}^{(i)}$ в роли (алгебраического) расстояния от i -й оси. Тогда случай СМ соответствует единственной точке на этой диаграмме - началу координат, а любое отклонение от нее - указание на возможный эффект НФ.

Также в работе производится сравнение чувствительности петлевых слабых и электромагнитных процессов к модификации теории в ультрафиолетовой области, которая может быть интерпретирована в терминах зависящего от энергии числа пространственных измерений. Последнее параметризуется динамической зависимостью размерности d от инвариантного петлевого собственного времени. В качестве параметров были выбраны частота осцилляций B_s -мезонов (наблюдаемая ΔM_s) и аномальный магнитный момент мюона (наблюдаемая $(g-2)$). Показано, что несмотря на выдающуюся экспериментальную точность, данные по аномальному магнитному моменту мюона не могут конкурировать с данными по осцилляциям с точки зрения налагаемых на d ограничений.

Далее, обсуждается пример наблюдаемой, не затрагиваемой адронными неопределённостями - поляризация фотона в распаде $B \rightarrow K\phi\gamma$. Угловое распределение для этого распада имеет вид:

$$\frac{d\Gamma}{d\Phi} = \mathcal{A}(\{\theta_i\}) + \lambda_\gamma \cdot \mathcal{B}(\{\theta_i\}) \quad (36)$$

где $d\Phi$ - фазовый объём конечной системы, а функции $\mathcal{A}(\{\theta_i\})$ и $\mathcal{B}(\{\theta_i\})$ представляют собой полиномы от синусов и косинусов четырёх углов θ_i , параметризующих конечное состояние. Это распределение содержит пять неизвестных для анализа: четыре параметра сильных взаимодействий, характеризующих амплитуды и фазы парциальных ширин процесса $\phi \rightarrow K^+ K^-$ и параметр поляризации фотона λ_γ . Эти четыре параметра могут быть извлечены из первых шести симметричных членов, с тем, чтобы затем использовать эти результаты для извлечения интересующего нас параметра λ_γ . Подробный анализ этой распадной моды и её асимметрий на данных эксперимента LHCb запланирован в 2018 г.

Наконец, в заключительном разделе **Главы 4** диссертации обсуждается ещё более радикальный сценарий НФ, связанный с изменением структуры степеней свободы на малых расстояниях. Мотивацией для такого рода идей служит замечательное явление Природы - сосуществование сильно различающихся размерных масштабов в рамках одной и той же теории, впервые обсуждавшееся П.А.М.Дираком. По ряду причин наиболее интересной является величина массы Планка M_P в единицах электрослабой шкалы, которая дается числом порядка 10^{17} . Хорошо известны - под именем проблемы иерархий - теоретические сложности, к которым приводит это большое число в СМ с элементарным скалярным бозоном Хиггса. Некоторое время назад подход к решению проблемы иерархий за счёт введения дополнительных измерений получил новую интерпретацию, основанную на идее сильного роста множественности на энергетических масштабах, больших некоторого порога. В диссертации обсуждается оригинальная модель вакуумной структуры с состояниями (известными в литературе как куоны), которые подчиняются не обычным статистикам - Ферми-Дирака либо Бозе-Эйнштейна, а так называемой квантовой статистике Больцмана (infinite statistics), определяемой соотношением:

$$a_i a_j^\dagger = \delta_{ij} \quad (37)$$

В моделях такого типа многочастичные состояния, отличающиеся перестановкой двух частиц между собой, ортогональны. Предположив, что в теории имеется n различных типов куонов, которые сконденсированы, можно построить модель, в которой будет реализовываться комбинаторная множественность $\sim n!$, что в рамках картины индуцированной гравитации приводит к возникновению большого расщепления между низкоэнергетическим масштабом и массой Планка и не требует изменения структуры многообразия, как в известных ADD-RS сценариях дополнительных измерений.

Диссертация завершается разделами **Заключение по работе, Благодарности, Приложение**, а также перечнем публикаций результатов диссертации и списком литературы.

Выводы и результаты

Основной идеей настоящей диссертационной работы являлось исследование поведения относительно простых объектов (пробных тел), находящихся в нетривиальном вакууме той или иной КТП. Анализировалось, как благодаря специальному выбору «дизайна» соответствующего пробника можно извлечь интересную информацию об особенностях вакуумной структуры теории. В целом, в диссертации разработаны новые теоретические методы описания динамики пробных тел, взаимодействующих с квантово-полевыми ансамблями, в том числе, во внешних полях и при конечной температуре. Получены результаты различного типа - от качественного понимания тех или иных аспектов теории и вакуумной структуры до конкретных формул. Среди последних выделим основные: структура вкладов, нарушающих Казимировский скейлинг (3); выражения для среднего двух петель Вильсона в гауссовом вакууме (5), (6); калибровочно-инвариантный сдвиг конденсата размерности два (8); дивергенции токов в эффективной теории (11), (12); ненулевое вакуумное среднее векторного тока при условии заданной дивергенции аксиального тока (13); асимметрия функции отклика в магнитном поле (17); асимметрия функции отклика конечного времени

(22); непертурбативное выражение для времени термализации (30); поправка конечного времени для измерения температуры (32); принцип Ландауэра в форме ограничения на работу внешней силы (34); угловое распределение распада $B \rightarrow K\phi\gamma$ (36). Все эти результаты носят оригинальный характер.

Перечислим также основные качественные выводы, касающиеся свойств рассматривавшихся теорий:

- ◇ Ансамбль непертурбативных глюонных полей вакуума теории Янга-Миллса характеризуется гауссовой иерархией калибровочно-инвариантных нелокальных корреляторов, что проявляется в явлении Казимировского скейлинга статического потенциала, допускает интерпретацию в терминах дуального эффекта Мейсснера и совместимо с явлением спонтанного нарушения киральной инвариантности в таком вакууме
- ◇ Влияние внешних источников на вакуум КХД (в частности, приводящее к разрушению конденсатов) может быть ответственно за «жёсткие» поправки к различным непертурбативным величинам, такие, как члены вида $\sim Q^{-2}$ в операторном разложении и линейные вклады в статический потенциал на малых расстояниях.
- ◇ В низкоэнергетической эффективной теории поля для киральных степеней свободы структура кинетического члена, пропорционального угловой 4-скорости киральной среды, а также перекрёстных членов, описывающих эффекты взаимодействия среды с внешним абелевым полем, фиксируется треугольной аномалией.
- ◇ Классикализация плотности топологического заряда (либо каких-то $\mathbf{P}$ -нечётных степеней свободы) есть возможная причина возникновения тока кирального магнитного эффекта. Другим источником эффективного кирального химпотенциала может быть факт конечности времени существования внешнего магнитного поля.
- ◇ Взаимодействие квантовой системы со средой (например, термальным квантовополевым ансамблем) в течение конечного времени имеет собственные энер-

гетические характеристики, в частности, есть связь между величиной работы внешней силы и энергией, диссипируемой в среде. Также в этом режиме возможно изучение ряда характеристик среды, ненаблюдаемых в пределе бесконечного времени взаимодействия.

◇ Петлевые процессы с участием b -мезонов являются уникальными пробниками различных сценариев НФ.

◇ Вакуум фундаментальных степеней свободы, подчиняющихся квантовой статистике Больцмана, может обеспечить экспоненциальную множественность возбуждений, что решает проблему иерархии в сценарии индуцированной гравитации.

ПУБЛИКАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в реферируемых журналах:

1. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Casimir scaling as a test of QCD vacuum*,” Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1811-1814
2. A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Field correlators in QCD: Theory and applications*,” Phys. Rept. **372** (2002) 319-368
3. V. Shevchenko and Y. Simonov, “*Operator product expansion and confinement*,” Phys. Rev. D **65** (2002) 074029
4. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Interaction of Wilson loops in confining vacuum*,” Phys. Rev. D **66** (2002) 056012
5. V. I. Shevchenko, “*On the pattern of Casimir scaling violation in gluodynamics*,” Phys. Lett. B **550** (2002) 85-92
6. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Casimir scaling and models of confinement in QCD*,” Int. J. Mod. Phys. A **18** (2003) 127-157
7. Д.С. Кузьменко, Ю.А. Симонов, В.И. Шевченко, “*Вакуум, конфайнмент и структуры КХД в методе вакуумных корреляторов*,” Успехи физических наук **174** (2004) 3–18

8. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Current correlators in QCD: OPE versus large distance dynamics*,” Phys. Rev. D **70** (2004) 074012
9. V. I. Shevchenko, “*On the short-distance potential in confining theories*,” Phys. Atom. Nucl. **68** (2005) 833-841 [Yad. Fiz. **68** (2005) 865-873].
10. A. M. Badalian, Y. A. Simonov and V. I. Shevchenko, “*Method of vacuum correlation functions: Results and prospects*,” Phys. Atom. Nucl. **69** (2006) 1781-1802 [Yad. Fiz. **69** (2006) 1818-1838]
11. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*Generalized coordinate gauge, nonAbelian Stokes theorem and dual QCD Lagrangian*,” Phys. Lett. B **437** (1998) 146-152
12. Y. A. Simonov and V. I. Shevchenko, “*Confinement Mechanism in the Field Correlator Method*,” Adv. High Energy Phys. **2009** (2009) 873051
13. V. I. Shevchenko, “*Chiral symmetry breaking in confining theories and asymptotic limits of operator product expansion*,” JHEP **0603** (2006) 082
14. V. D. Orlovsky and V. I. Shevchenko, “*Towards a quantum theory of chiral magnetic effect*,” Phys. Rev. D **82** (2010) 094032
15. A. V. Sadofyev, V. I. Shevchenko and V. I. Zakharov, “*Notes on chiral hydrodynamics within effective theory approach*,” Phys. Rev. D **83** (2011) 105025
16. V. Shevchenko, “*Quantum measurements and chiral magnetic effect*,” Nucl. Phys. B **870** (2013) 1-15
17. V. I. Shevchenko, “*Non-Stationary Measurements of Chiral Magnetic Effect*,” Annals Phys. **339** (2013) 371-381
18. V. Shevchenko, “*Finite time measurements by Unruh–DeWitt detector and Landauer’s principle*,” Annals Phys. **381** (2017) 17-40
19. V. D. Orlovsky and V. I. Shevchenko, “*On the photon polarization in radiative $B \rightarrow \phi K \gamma$ decay*,” Phys. Rev. D **77** (2008) 093003

20. V. Shevchenko, *"Infinite statistics, symmetry breaking and combinatorial hierarchy,"* Mod. Phys. Lett. A **24** (2009) 1425-1435

Публикации в материалах конференций:

21. V. Shevchenko, *"Casimir scaling as a test of QCD vacuum,"* proceedings of the International School of Subnuclear Physics: 38th Course: Theory and Experiment Heading for New Physics, 27 Aug - 5 Sep 2000, Erice, Italy. Edited by Antonino Zichichi. Singapore, World Scientific, Subnucl. Ser. **38** (2002) 627.
22. V. I. Shevchenko, *"Static potentials in QCD: What information we can get,"* proceedings of 11th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 21-27 Aug 2003. Moscow, Russia. World Scientific (2005).
23. V. I. Shevchenko, *"Partial summation of operator product series and chiral symmetry breaking in QCD,"* in «Sense of Beauty in Physics», volume in honour of Adriano Di Giacomo, ed. M.D'Elia et al, Edizioni Plus, 2006.
24. V. D. Orlovsky and V. I. Shevchenko, *"Towards a quantum theory of chiral magnetic effect,"* proceedings of 16th International Seminar on High Energy Physics (QUARKS 2010) 6-12 Jun 2010. Kolomna, Russia.
25. V. Shevchenko, *"Quantum measurements and chiral magnetic effect,"* PoS ConfinementX (2012) 082.
26. V. Shevchenko, *"Facets of Decoherence: Chiral Magnetic Effect in Heavy Ion Collisions,"* EPJ Web Conf. **71** (2014) 00122.
27. V. Shevchenko, *"Understanding chiral magnetic effect,"* proceedings of the conference «Pomeranchuk 100», Moscow, Russia, June 5-6, 2013; Word Scientific, 150-166.
28. V. Shevchenko, *"Quantum measurements and Landauer's principle,"* EPJ Web Conf. **95** (2015) 03034.
29. V. I. Shevchenko, *"Infinite statistics, induced gravity and combinatorial view of the hierarchy problem,"* proceedings of the 15th International Seminar on High Energy Physics (Quarks 2008) 23-29 May 2008, Sergiev Posad, Russia

Публикации электронных препринтов:

- 30.** L. Shchutska, Y. Xie, A. Golutvin, V. Egorychev, V. Shevchenko and I. Belyaev, “*Probing the photon polarization in $B_s \rightarrow \phi\gamma$ at LHCb*,” LHCb-2007-147, <http://cds.cern.ch/record/1099116?ln=en>
- 31.** V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, “*On Casimir scaling in QCD*,” <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0104135>
- 32.** V. I. Shevchenko, “*A Remark on the short distance potential in gluodynamics*,” <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0301280>
- 33.** A. I. Golutvin and V. I. Shevchenko, “*Complementary strategy of New Physics searches in B-sector*,” <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0609175>
- 34.** V. I. Shevchenko, “*Phenomenology of scale-dependent space-time dimension*,” <https://arxiv.org/abs/0903.0565>

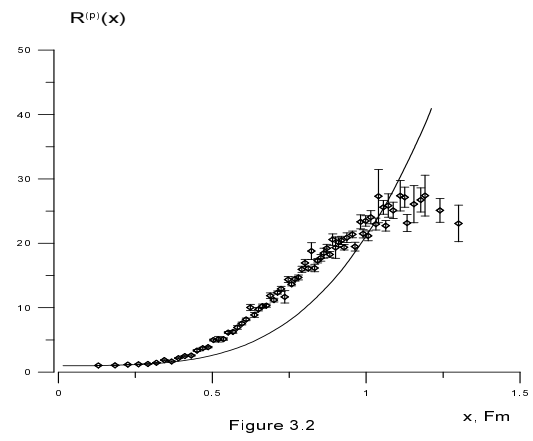
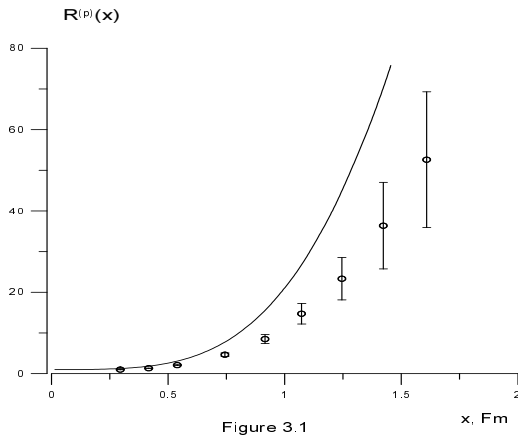
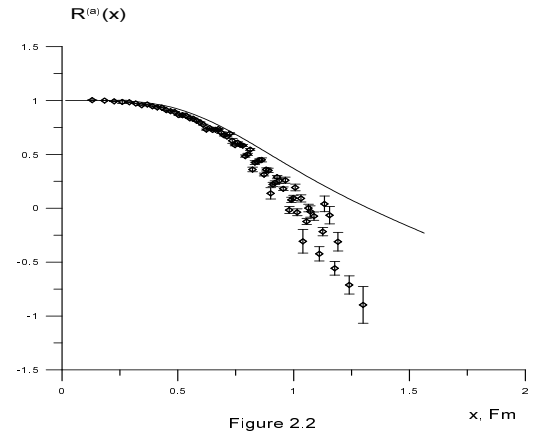
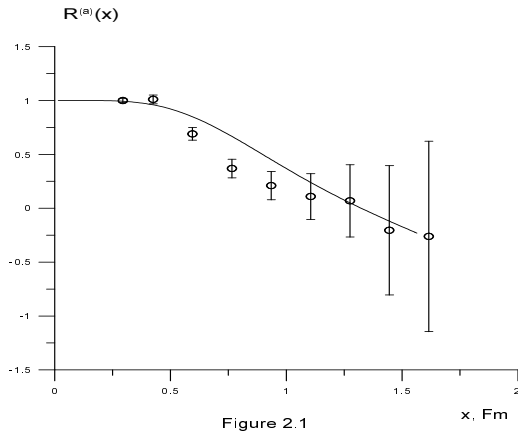
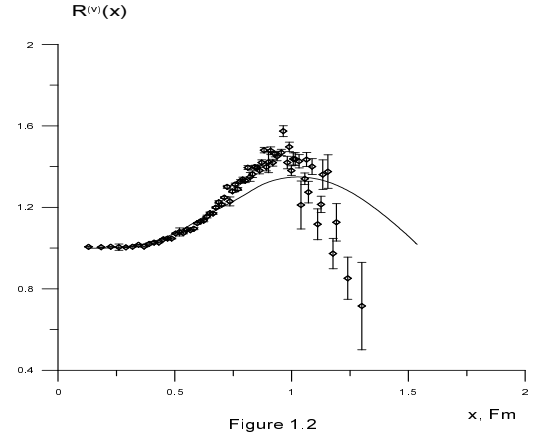
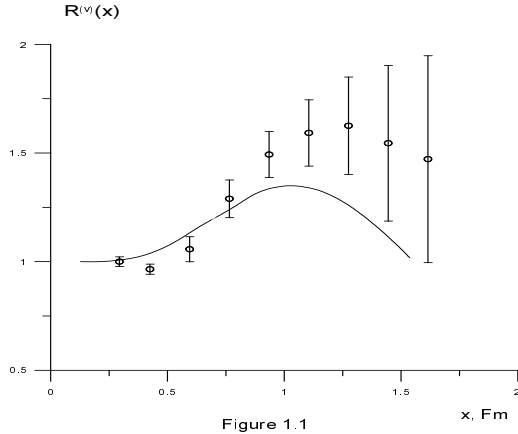


Рис. 1. Сравнение полученных в диссертации аналитических выражений (линии) для корреляторов векторных (верхний ряд), аксиальных (средний ряд) и псевдоскалярных (нижний ряд) токов в координатном пространстве с различными решётчными данными (точки). По оси ординат - отношение $R^{(c)}(x)$ точного коррелятора к нулевому приближению теории возмущений в данном канале, по оси абсцисс - координата x .