



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Садофьев Андрей Владимирович

Макроскопические проявления
киральной аномалии

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

*диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук*

Москва, 2015

УДК 530.145+514.745.82

Работа выполнена в ФГБУ “ГНЦ РФ - Институт Теоретической и Экспериментальной Физики” НИЦ “Курчатовский Институт”, г. Москва

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук Захаров Валентин Иванович
начальник лаборатории
ФГБУ “ГНЦ РФ ИТЭФ”, г. Москва

Официальные оппоненты:

доктор физ.-мат. наук, профессор Лиходед Анатолий Константинович
главный научный сотрудник Отдела теоретической физики
ФГБУ “ГНЦ РФ ИФВЭ”, г. Протвино

доктор физ.-мат. наук, профессор Теряев Олег Валерианович
начальник сектора Лаборатории теоретической физики,
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный университет

Защита состоится "16" июня 2015 г. в 11 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: 117218, Москва, ул. Б. Черемушкинская, 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ ГНЦ РФ ИТЭФ, а также на сайте института www.iter.ru

Автореферат разослан "15" мая 2015 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук

В.В. Васильев

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Современная квантовая теория поля по большей части полагается на пертурбативное разложение по малости константы связи или иного параметра. Вследствие этого каждый точно вычисляемый результат привлекает пристальное внимание и активно обсуждается в литературе. Среди прочих примеров выделяется случай аксиальной аномалии квантовой теории поля - нарушение классической симметрии на квантовом уровне. Как было показано, данное явление оказывается точным уже в одной петле и не подвержено старшим поправкам по взаимодействию. Более того, недавний анализ предсказывает существование равновесных явлений переноса - киральных эффектов, тесно связанных с аномалией, что даёт новый пример макроскопического проявления квантовых эффектов.

Неперенормируемость аксиальной аномалии тесно связана с топологическими свойствами калибровочных теорий поля. Эта связь сохраняется и на макроскопическом уровне. Защищённость симметриями, как известно из физики твёрдого тела, зачастую приводит к недиссипативности соответствующего транспорта, что также поддерживается самим фактом существования равновесного тока. Таким образом, в теории киральных сред предсказывается возможность существования нового вида квантовых макроскопических эффектов, аналогичных сверхтекучести и сверхпроводимости.

Примерами киральной среды могут служить топологические состояния твёрдого тела - Дираковские и Вейлевские металлы, а также кварк-глюонная плазма - система, состоящая из легких кварков в пределе большой температуры. Важность учёта аномалии и её макроскопических проявлений для этих сред может быть значительна, так например предсказывается существование нестабильности среды с киральной асимметрией по отношению к генерации растущего магнитного поля с нетривиальным топологическим зарядом. Более того, наличие равновесных токов и недиссипативные свойства киральных эффектов выделяются среди прочих транспортных явлений, присутствующих в среде.

Данные системы и проявления аномалии в них позволяют заглянуть глубже в детали фундаментального устройств квантовой теории поля и, более того, допускают экспериментальную проверку для множества вопросов, прежде имевших исключительно теоретическую базу. Вследствие этого необходимым оказывается построение соответствующей теории макроскопических проявлений киральной аномалии, детальный анализ диссипативных свойств киральных эффектов и степени их зависимости от ультрафиолетового и инфракрасного доопределения теории.

Цель и задачи диссертационного исследования

Данная диссертационная работа посвящена изучению киральных эффектов как основных макроскопических проявлений аксиальной аномалии в среде. В работе решаются такие вопросы как:

- обзор вычислений аномальных кинетических коэффициентов в режиме сильной и слабой связи, при слабых и сильных внешних полях;
- построение эффективной теории поля и анализ соответствующих симмет-

рий, проясняющий связь между киральными эффектами и аномалиями теории;

- построение конкретных моделей с отклонением от универсальной формы аномальных проводимостей, поиск ограничений, необходимых для универсальности ответа;
- анализ инфракрасных свойств аномального транспорта и соответствующих нестабильностей киральных систем;
- получение ограничений на классическое сохранение киральной симметрии и диссипативные свойства киральных эффектов;
- изучение топологических свойств киральных эффектов, учёт обратной реакции среды.

Научная новизна

Результаты представленные к защите являются оригинальными и разработаны в ходе научной работы автора диссертации. По излагаемому материалу опубликована серия статей в ведущих международных реферируемых журналах, результаты также многократно докладывались на международных конференциях. Работы автора в данной области известны в сообществе и цитируются, так по данным SLAC SPIRES в данный момент имеется порядка 120 ссылок на основные публикации, использованные в диссертационной работе, большая часть цитирующих статей уже опубликована в реферируемых журналах.

Практическая и научная ценность

Результаты данного исследования необходимы для построения самосогласованной теории киральных эффектов, как макроскопических проявлений киральной аномалии. Также примеры отклонения от универсальной формы аномальных проводимостей и инфракрасной зависимости киральных эффектов имеют непосредственную важность для получения реалистического описания физики киральных систем. Данные результаты могут найти применение в описании киральных систем в физике высоких энергий и системах твёрдого тела. Диссертационная работа может быть использована как альтернативный обзор области, предложенный автором.

Результаты, выносимые на защиту диссертации

- Произведено обобщение гидродинамического вывода киральных эффектов на систему с двумя плотностями. В данном подходе получен результат для транспортного коэффициента, отвечающего киральному магнитному эффекту.
- Построена эффективная теория поля киральных фермионов на фоне гидродинамической среды. Изучена связь аксиальной аномалии теории поля и киральных эффектов.
- Получен пример аномалии, существующей лишь в эффективной теории поля и отсутствующей в фундаментальной. Произведён анализ соответствующих симметрий.
- Предложен механизм генерации старших поправок по хирпотенциалам в киральных кинетических коэффициентах в эффективной теории поля.
- Проведён анализ (не)перенормируемости аномальных кинетических коэффициентов. Приведен конкретный пример перенормировки кирального

магнитного эффекта в присутствии динамического поля фотона. Приведён пример отклонения кирального вихревого транспорта от универсальной формы.

- Предсказана зависимость киральных эффектов от инфракрасных свойств теории. Получен характерный масштаб, определяющий аномальную проводимость, отвечающую киральному магнитному эффекту.
- Предложен нетривиальный кандидат на конечную точку развития киральной неустойчивости в виде самосогласованной конфигурации магнитного поля, удовлетворяющей уравнению Бертрами.
- Качественно предсказан новый класс киральных неустойчивостей, по отношению к переходу микроскопической киральности в макроскопическое движение среды.
- Представлены ограничения необходимые для классического сохранения аксиального заряда, модифицированного средой. Показана тесная связь между диссипативными свойствами среды и недиссипативным поведением киральных эффектов.
- Предложен механизм реализации кирального вихревого эффекта в системах твёрдого тела с нетривиальной структурой импульсного пространства.

Апробация диссертации и публикации

Результаты диссертации докладывались на семинарах

ИТЭФ, Массачусетского технологического университета (Кэмбридж, США), Объединённого института ядерных исследований (Дубна, Россия), университета Регенсбурга (Регенсбург, Германия), университета Флоренции (Флоренция, Италия) и следующих международных конференциях: International

school - 49th Course (Эриче, Италия, 2011); International conference "Quark Confinement and the Hadron Spectrum X" (Мюнхен, Германия, 2012); Xth International Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum (Мюнхен, Германия, 2013); ECT* Doctoral Training Programme (Тренто, Италия, 2014); XIth International Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum (Санкт-Петербург, Россия, 2014); Quarks 18th International Seminar (Суздаль, Россия, 2014);

По материалам работы опубликованы 4 статьи в ведущих международных реферируемых журналах.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения (глава 1), пяти глав основного текста и заключения (глава 7). Общий объем диссертации составляет 101 страниц. Список литературы содержит 71 наименование.

Содержание диссертации

Во **введении** формулируется рассматриваемый круг задач, даётся характеристика работы.

В **главе 2** проделан обзор методов вычисления киральных эффектов для невзаимодействующего газа фермионов. Рассматриваются два режима сильных и слабых полей. В режиме слабых полей используется формула Кубо, которая связывает среднее некоторого оператора во внешнем поле с запаздывающим коррелятором данного оператора и тока, соответствующего данному взаимодействию:

$$G^{ret}(x, y) = \langle O(x_\mu) J_\alpha(y_\nu) \rangle \theta(t_y - t_x). \quad (1)$$

И в приближении линейного отклика, для интересующего нас среднего имеем

$$\langle O(x_\mu) \rangle = \int G^{ret}(x, y) A^\alpha(y) d^d y. \quad (2)$$

Рассматривая киральный (левый) фермионный газ во внешнем магнитном поле, перепишем формулу Кубо как

$$j_L^\mu(x) = \int \langle j_L^\mu(x) j_L^\nu(y) \rangle A_\nu(y) d^4 y. \quad (3)$$

Используя температурную диаграммную технику, коррелятор может быть вычислен и, в соответствующем пределе, принимает форму

$$\Pi_L^{ij}(\vec{q}) = -\frac{i}{(2\pi)^3} \epsilon^{ijk} q_k \int \frac{d^3 p}{|\vec{p}|} (f'(|\vec{p}| - \mu_L) - f'(|\vec{p}| + \mu_L)), \quad (4)$$

в то время, как все компоненты, содержащие временной индекс обнуляются. Таким образом, ожидание для операторов тока принимает вид (в зеркально симметричной теории):

$$\vec{j} = \frac{\mu_5}{2\pi^2} \vec{B}, \quad \vec{j}_5 = \frac{\mu}{2\pi^2} \vec{B}, \quad (5)$$

где введены векторный и аксиальный химпотенциалы $\mu = \frac{\mu_R + \mu_L}{2}$, $\mu_5 = \frac{\mu_R - \mu_L}{2}$. Следуя подобной процедуре в случае медленно вращающейся среды получим также

$$\vec{j} = \frac{\mu\mu_5}{\pi^2} \vec{\Omega}, \quad \vec{j}_5 = \left(\frac{\mu_5^2 + \mu^2}{2\pi^2} + \frac{T^2}{6} \right) \vec{\Omega}, \quad (6)$$

что завершает вычисление киральных эффектов в линейном приближении по воздействию на систему.

В случае сильного внешнего воздействия теория линейного отклика более неприменима. В частности, теория испытывает глубокую перестройку вакуума, что в случае магнитного поля отвечает появлению уровней Ландау, в то время как для глобального вращения требует изучения квантовой теории поля в неинерциальной системе отсчёта. Рассмотрим уравнение Дирака для безмассовых левых фермионов во внешнем электромагнитном поле, которое имеет вид

$$\gamma^\mu (i\partial_\mu - A_\mu)\psi = 0 \quad (7)$$

с дополнительным условием $P_R\psi = 0$, где $P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$. Пользуясь известной формой волновых функций для уровней Ландау, приступим к вычислению оператора тока

$$J_z(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} dp_z f(\epsilon_{np_z} - \mu_L) j_z(x|np_y p_z), \quad (8)$$

где $j_z(x|np_y p_z) = \bar{\psi}(x|np_y p_z)\gamma^3\psi(x|np_y p_z)$. Подставим явное выражение для собственных функций и после элементарных преобразований, получим (вновь переходя к зеркально симметричной теории):

$$\vec{J} = \frac{\mu_5}{2\pi^2} \vec{B} \quad , \quad \vec{J}_5 = \frac{\mu}{2\pi^2} \vec{B}, \quad (9)$$

что тождественно воспроизводит результат в случае линейного отклика. Данное совпадение сигнализирует о значительной универсальности полученных ответов для аномальных проводимостей.

В **главе 3** построено описание киральных эффектов в терминах эффективной теории поля. Получена связь между соответствующими транспортными явлениями и аномалиями эффективной теории. Обсуждаются инфракрасные поправки к аномальным проводимостям и возможные сценарии насыщения условия т'Хоофта.

Для построения эффективной теории поля необходимо конкретизировать лагранжиан, описывающий фундаментальные поля. Предположим, что микроскопическое взаимодействие между фермионами, за исключением взаимодействия с внешним электромагнитным полем, не имеет аномалий. В качестве конкретного примера может быть взят случай теории с двумя типами кварков, взаимодействующих с глюонами одинаковым образом. Рассмотрение теории поля при конечных плотностях отвечает введению в гамильтониан хипотенциалов для каждого сохраняющегося заряда, имеющего ненулевую плотность в среде:

$$\delta H = \mu^i Q^i + \mu_5^i Q_5^i \quad (10)$$

Заметим, что отсутствие неабелевой аномалии (по отношению к глюонным полям) в аксиальном токе накладывает дополнительное требование $\mu_5^0 = 0$. Сохранение всех токов в рассматриваемой теории позволяет ввести хипотенциалы самосогласованно. После Лоренцева поворота в локальную систему покоя жидкости действие имеет вид

$$S = \int_{V_y} d^4x \bar{\psi} \gamma_\mu (i\partial^\mu + (\mu^i + \mu_5^i \gamma_5) \tau^i u^\mu + \hat{q} A^\mu) \psi + S_{int}. \quad (11)$$

Внешние поля (включая скорость элемента среды u_μ) предполагаются медленно меняющимися в пространстве и времени и рассматриваются как постоянные внутри каждого данного микроскопического объёма.

Вычисление аномалии удобно свести к анализу изменения меры континуального интеграла при соответствующем преобразовании фермионных полей, метод Фуджикавы-Вергелеса, что приводит к

$$\begin{aligned}\partial_\mu j_5^{i,\mu} &= -\frac{1}{16\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\text{Tr}\left(\tau^i\mathcal{F}^{\mu\nu}\mathcal{F}^{\alpha\beta} + \tau^i\mathcal{F}_5^{\mu\nu}\mathcal{F}_5^{\alpha\beta}\right) \\ \partial_\mu j^{i,\mu} &= -\frac{1}{8\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\text{Tr}\left(\tau^i\mathcal{F}^{\mu\nu}\mathcal{F}_5^{\alpha\beta}\right),\end{aligned}\quad (12)$$

где введены поля $\mathcal{A}_\nu = A_\nu + \mu^i\tau^i u_\nu + \mu_5^i\tau^i\gamma_5 u_\nu$. В гидродинамическом приближении существует соответствие между микроскопическими токами и эффективными макроскопическими. Сонаправленность макроскопических токов является важной особенностью несверхтекучей гидродинамики, где все плотности зарядов распространяются с одинаковой скоростью. В частности, вклад аксиальной аномалии в дивергенцию макроскопического аксиального тока может быть переписан как

$$\begin{aligned}\partial_\mu\left(n_5^i u^\mu + \text{Tr}\left(\frac{\tau^i}{2\pi^2}\left((\mu^i\tau^i)^2 + (\mu_5^i\tau^i)^2\right)\omega^\mu + (\mu^i\tau^i)\hat{q}B^\mu\right)\right) = \\ = -\frac{1}{4\pi^2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\text{Tr}\left(\tau^i(\hat{q})^2\partial^\mu A^\nu\partial^\alpha A^\beta\right)\end{aligned}\quad (13)$$

где введено $B^\mu = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}u_\nu\partial_\alpha A_\beta$. При пертурбативном рассмотрении аномалия даётся треугольной диаграммой Фейнмана и киральные эффекты исчерпываются этим вкладом. Иначе говоря, аномальные вклады не могут содержать степень хирпотенциалов старше второй. Киральные эффекты могут быть получены из выражения выше наивным снятием дивергенции. Заметим, что фиксированная часть аномальных транспортных коэффициентов в эффективной теории поля качественно совпадает с результатом, полученным ранее для невзаимодействующих фермионов.

Стоит также отметить, что в макроскопических токах могут появиться вклады старших порядков по хирпотенциалам. Тем не менее, как было пока-

зано выше, такие члены не аномальны и не изменяют дивергенций токов, и следовательно не входят явно в (13). Более того, старшие степени хипотенциалов связаны с n -точечными диаграммами ($n > 3$), которые расходятся на нижнем пределе интегрирования по импульсам при вычислении петли.

В **главе 4** рассматривается аномальная гидродинамика и пример перехода от теоретико-полевого описания к гидродинамическому в случае дуальных моделей. Пользуясь большой степенью универсальности голографической теории, ограничимся рассмотрением простейшего случая

$$S = -\frac{1}{16\pi G_5} \int \left[\sqrt{-g} \left(R + 12 - \frac{1}{4} F^2 \right) + \frac{\kappa}{3} \epsilon^{ABCDE} A_A F_{BC} F_{DE} \right] d^5 x. \quad (14)$$

Это действие отвечает теории Эйнштейна-Максвелла с негативной космологической постоянной в 5-мерном пространстве и уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned} R_{MN} + 4g_{MN} + \frac{1}{2} F_{MK} F^{KN} + \frac{1}{12} g_{MN} F^2 &= 0 \\ \partial_N (\sqrt{-g} F^{NM}) + \kappa \epsilon^{NOPQ} F_{NO} F_{PQ} &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

В данной теории существует решение, отвечающее покоящейся среде с заданной плотностью и температурой:

$$\begin{aligned} ds^2 &= -r^2 f(r) dt^2 + r^2 d\vec{x}^2 + 2dt dr \\ A_r &= 0, \quad A_i = 0, \quad A_0 = \frac{\sqrt{3}Q}{r^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $f(r) = 1 - \frac{M}{r^4} + \frac{Q^2}{r^6}$, M -масса чёрной дыры и Q её заряд. Химический потенциал дуальной теории имеет вид $\mu = \frac{\sqrt{3}Q}{r_+^2}$, в то время как температура может быть выражена в виде $T = \frac{r_+}{2\pi} \left(2 - \left(\frac{r_-}{r_+} \right)^2 - \left(\frac{r_-}{r_+} \right)^4 \right)$, где r_{\pm} - два действительных решения уравнения $f(r) = 0$. Рассматриваемая дуальность приводит к

равенству коэффициентов в ряде Тейлора по обратной голографической координате с квантовыми корреляторами операторов на границе:

$$\begin{aligned}\langle T_{\mu\nu} \rangle &= \frac{1}{16\pi G_5} \left(\lim_{r \rightarrow \infty} g_{\mu\nu} r^2 \right) \\ \langle J^\mu \rangle &= -\frac{1}{8\pi G_5} \eta^{\mu\nu} \left(\lim_{r \rightarrow \infty} A_\nu r^2 \right).\end{aligned}\quad (17)$$

Используем стандартную процедуру разложения по градиентам можно показать, что

$$\delta J_\mu = C \left(\mu^2 - \frac{2}{3} \frac{n\mu^3}{\epsilon + P} \right) \omega_\mu, \quad (18)$$

где C - коэффициент перед аномалией в теории на границе ($C = -\frac{2}{\pi G_5} \kappa$). Таким образом, оказывается возможным не только получить гидродинамическое описание сильновзаимодействующей теории, но также гидродинамический ответ для аномального транспорта. Стоит отметить, что это вычисление может быть воспроизведено без привлечения методов дуальных моделей, как следствие требования существования неубывающего тока энтропии и после определённых вычислений для кинетических коэффициентов аномального транспорта можно получить

$$\begin{aligned}\xi_5 &= C \left(\mu^2 + \mu_5^2 - \frac{2n_5}{3w} (\mu_5^3 + 3\mu_5\mu^2 + 6b_5\mu_5 T^2) \right) + 2b_5 T^2 \\ \xi &= 2C \left(\mu\mu_5 - \frac{n}{3w} (\mu_5^3 + 3\mu_5\mu^2) \right) \\ \xi_B &= C \left(\mu_5 - \frac{n_5}{w} \mu\mu_5 \right) \\ \xi_{5,B} &= C \left(\mu - \frac{n}{w} \mu\mu_5 \right),\end{aligned}\quad (19)$$

где индекс “5” относятся к аксиальному току. Легко заметить совпадение лидирующих порядков по малости химпотенциала с результатом полученным в режиме слабой связи.

В главе 5 обсуждается степень универсальности аномальных проводимостей. Показана зависимость ответа от инфракрасных свойств теории, в то время как аномалия фиксирует лишь их ультрафиолетовое поведение. При изменении ИК параметров или порядка взятия пределов, аномальные кинетические коэффициенты могут претерпевать значительные трансформации.

Первым последовательным примером неуниверсальности аномальных кинетических коэффициентов может служить вычисление кирального вихревого эффекта в сверхтекучей жидкости. Вращение сверхтекучей жидкости оказывается запрещённым и реализация тока тесно связана с появлением вихрей. В такой постановке задачи ИК свойства системы фиксированы и значительно отличаются от ИК свойств систем, рассмотренных ранее.

Микроскопическая картина вычисления киральных эффектов сводится к вычислению вкладов нулевых мод, живущих на рассматриваемом дефекте. Следуя предложенной процедуре, рассмотрим плоскость, пронизанную вихрем и, пользуясь теоремой об индексе, свяжем число нулевых мод с угловым моментом

$$N_{0,perp} \sim \int d^2x \mu \Omega. \quad (20)$$

Нулевые моды существуют при любом значении продольной компоненты импульса вдоль дефекта. Суммируя по всем допустимым импульсам, которые через энергию ограничены химпотенциалом, получим число нулевых мод

$$N_0 \sim \mu^2 \Omega. \quad (21)$$

Аномальные кинетические коэффициенты, полученные через счёт нулевых мод, можно также воспроизвести теоретико-полевым путём. Прямое вычисление в терминах нулевых мод тем не менее отличается множителем 2 от соответ-

ствующего члена, полученного из эффективной теории поля. Это несоответствие объясняется тем, что нулевые моды не находятся в термодинамическом равновесии с системой и распространяются со скоростью света.

Другим примером перенормировки киральных эффектов является вычисление кирального магнитного эффекта в теории с динамическими фотонами. Чувствительность инфракрасного сектора по отношению к самодействию электромагнитных полей в присутствии тока $\vec{J} = \sigma_V \vec{B}$ широко обсуждалась прежде, в частности в ключе генерации космологических магнитных полей. Так простейшее рассмотрение статического предела уравнений Максвелла в киральной среде $\text{rot} \vec{B} = \sigma \vec{B}$ показывает, что в импульсном пространстве существует неустойчивость по отношению к генерации неоднородных полей $(\vec{k}^2 - \sigma^2) \vec{B} = 0$ на масштабе $k \sim \sigma$.

После прямого вычисления частичной суммы ряда теории возмущений для антисимметричной части коррелятора двух токов получим

$$\Pi_{ij}^A(k_i) = \frac{ik^2 \sigma \epsilon_{ijl} k_l}{k^2 - \sigma^2} \quad (22)$$

и следовательно

$$\lim_{k \rightarrow 0} \Pi_{ij}^A|_{\omega=0} = 0. \quad (23)$$

Данный результат эквивалентен перенормировке аномальной магнитной проводимости в ноль, что демонстрирует значительную зависимость киральных эффектов от инфракрасных свойств теории. Так в системе заметно меньшего размера, чем масштаб генерации неустойчивости и соответственно неоднородности поля $l \sim \frac{1}{\alpha\sigma}$, существует конкретное инфракрасное обрезание, и в пределе относительно небольших размеров ток сохраняет свою универсальную форму. В то время как для систем, сравнимых с масштабом неустойчивости,

аномальный кинетический коэффициент оказывается зависимым от регуляризации. Заметим, что полюс при $k = \sigma$ является проявлением неустойчивости теории. Дальнейший анализ инфракрасного предела коррелятора двух токов позволяет доказать существование топологического взаимодействия между двумя токами в киральной системе.

В **главе 6** обсуждаются общие свойства киральной среды и возможность существования киральной симметрии на классическом уровне. Это позволяет наложить дополнительные ограничения на недиссипативный транспорт, существовавший до этого момента безотносительно степени когерентности системы.

Обобщение аксиального заряда при гидродинамическом рассмотрении сводится к замене $eA_\mu \rightarrow eA_\mu + \mu u_\mu$ в стандартном аномальном выражении:

$$Q_5 = Q_5^0 + \frac{1}{4\pi^2} \int_x \vec{A} \cdot \vec{B} + \frac{1}{2\pi^2} \int_x \mu(\vec{v} \cdot \vec{B}) + \frac{1}{2\pi^2} \int_x \mu^2 \omega^0. \quad (24)$$

Условия необходимые для классического сохранения макроскопических вкладов в аксиальный заряд хорошо известны ещё на уровне магнитогидродинамики. В частности существует возможность сохранения аксиального заряда в случае идеальной магнитной жидкости:

$$(\sigma_E)_{classical} \rightarrow \infty, \quad \left(\frac{\eta}{s}\right)_{classical} \rightarrow 0. \quad (25)$$

Таким образом, изначальный парадокс существования недиссипативного аномального транспорта в классической системе оказывается разрешённым, так как в полученном примере киральная среда сугубо квантовая.

В **заклучении** работы обсуждаются полученные результаты и формулируются задачи, оставшиеся открытыми.

Публикации по теме диссертации

1. M.V. Isachenkov, A.V. Sadofyev,
“The Chiral magnetic effect in hydrodynamical approach”,
Phys.Lett. B697 (2011) 404;
2. A.V. Sadofyev, V.I. Shevchenko, V.I. Zakharov,
“Notes on chiral hydrodynamics within effective theory approach”,
Phys. Rev. D83, 105025 (2011);
3. V.P. Kirilin, A.V. Sadofyev, V.I. Zakharov,
“Chiral Vortical Effect in Superfluid”,
Phys.Rev. D86 (2012) 025021;
4. V.P. Kirilin, Z.V. Khaidukov, A.V. Sadofyev,
“Chiral Vortical Effect in Fermi Liquid”,
Phys.Lett. B717 (2012) 447.