

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.12.01

ЧИЖОВ
Михаил Владимирович

ТЕОРИЯ И ФЕНОМЕНОЛОГИЯ КИРАЛЬНЫХ
ЧАСТИЦ СО СПИНОМ ЕДИНИЦА

Специальность: 01.04.02 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2009

Работа выполнена на физическом факультете Софийского университета им. Св. Климента Охридского

Официальные оппоненты:

профессор
доктор физико-математических наук Б.А. Арбузов
(НИИЯФ МГУ);
доктор физико-математических наук А.В. Киселев
(ГНЦ ИФВЭ);
доктор физико-математических наук А.Е. Дорохов
(ОИЯИ)

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт ядерных исследований РАН, Москва.

Защита диссертации состоится на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединённом институте ядерных исследований " 04 " июня 2009 г. по адресу ул. Жолио-Кюри 6, г.Дубна, Московской области, 141980.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2009 г.

Учёный секретарь совета,
кандидат физико-математических наук

А.Б. Арбузов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Стандартная модель электрослабых взаимодействий является на сегодняшний день хорошо проверенной теорией, которая прекрасно описывает экспериментальные данные. Предложенная вот уже более 40 лет назад, она составляет основу нашего понимания микромира и эволюции Вселенной. Однако большое число свободных параметров и отсутствие ответов на фундаментальные вопросы, такие как объяснение спектра элементарных частиц, проблемы скрытой массы и энергии, заставляет нас искать более полную теорию элементарных частиц и их взаимодействий.

Калибровочные поля и их минимальная форма взаимодействия с полями материи образуют основу стандартной модели и являются проверенными с большой точностью. В тоже время, введение хиггсовских полей и их юкавских взаимодействий, позволяющих в какой-то мере объяснить механизм спонтанного нарушения симметрии и генерации масс, остается пока еще только гипотезой. Составные модели гиперцвета, основанные на идее конфайнмента в неабелевых калибровочных теориях, составляют альтернативный подход к вопросу нарушения симметрии. Интересно, что данный вопрос должен в скором будущем получить свое разрешение с пуском нового Большого Адронного Коллайдера (LHC) в ЦЕРНе в этом году.

Данная диссертация предлагает расширение материального сектора стандартной модели, не затрагивая при этом хорошо изученного сектора калибровочных полей. В ней рассматриваются материальные частицы, которые описываются тензорными полями высших рангов и преобразуются по нестандартным представлениям группы Лоренца. Они обладают новыми типами взаимодействий, которые приводят к необычным свойствам расширенной модели.

Подробно рассмотрен случай частиц со спином единица. Их взаимодействие с фермионами обладает свойством асимптотической свободы даже в абелевом случае и может служить альтернативным источником сильных взаимодействий при низких энергиях, необходимых для формирования составных частиц. Открытие нового типа диаграмм, приводящих к киральным аномалиям, также обогащает современную теорию. Однако наличие нетривиального кирального заряда и существование нефизических степеней свободы затрудняет построение полной квантовой теории взаимодействий таких полей и может послужить темой для дальнейших теоретических исследований.

Исторический опыт учит нас, что не всегда построение последовательной квантовой теории, предложенной модели, предшествовало ее успешным феноменологическим приложениям. Поэтому большая часть диссертации посвящена феноменологии. На примере адронных кварк-антикварковых резонансов показано, что спектр мезонов единичного спина требует введения новых билинейных комбинаций кварковых состояний и соответствующих им полевых переменных нового типа – киральных частиц со спином единица. Это приводит к актуализации модели Намбу и Йона-Лазинио на случай векторных и аксиальных мезонов.

Следующим естественным шагом применения данной идеи может послужить современная модель элементарных частиц и их взаимодействий, которая была построена одним из ее создателей, точно исходя из аналогии с физикой адронов. В настоящий момент все расширения стандартной модели, включая феноменологические модели суперсимметрии, не содержат частиц нового типа. Данная диссертация предлагает совершенно новое развитие в области физики элементарных частиц, которое может быть в скором времени подвергнуто основательной проверке на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе.

Основная цель диссертации состоит в исследовании необычных свойств частиц, описываемых полями, преобразующимися по нестандартным представлениям группы Лоренца. Подробно рассмотрен случай киральных частиц со спином единица, которые взаимодействуют с веществом аномальным образом. Конкретно эта цель выразилась в успешном феноменологическом подходе к описанию низколежащих мезонных резонансов, включающем новый тип рассматриваемых взаимодействий, и к построению расширенной модели электрослабых взаимодействий и изучению ее следствий.

Научная новизна и практическая ценность.

В диссертации рассмотрен новый тип полей материи, которые описывают киральные частицы, обладающих неминимальными калибровочными взаимодействиями. В диссертации показано, что киральные частицы, преобразующиеся по нестандартным преобразованиям группы Лоренца, существуют в природе в виде адронных кварк-антикварковых состояний. Используя формализм модели Намбу и Йона-Лазинио были получены новые массовые формулы, которые не основываются на группах унитарной симметрии, а связывают частицы различных мультиплетов и даже с противоположной четностью. Были объяснены основные динамические свойства мезонов со спином единица.

Успешное применение данной идеи в адронной физике дает основание предположить, что аналогичный тип частиц может существовать и на масштабе электрослабых взаимодействий, хотя их природа и конкретная модель может отличаться от использованной для описания адронов. Уже в настоящее время существуют некоторые экспериментальные данные, которые не могут быть интерпретированы ни в рамках стандартной модели, ни в ее популярных расширениях. В то же время модель, предложенная в диссертации, способна с одной стороны объяснить аномалии, как например, в радиационном распаде пиона,

так и разницу спектральных функций, полученных из электрон-позитронной аннигиляции и распада τ лептона. С другой стороны, необычные свойства взаимодействия киральных частиц позволяют избежать сильных экспериментальных ограничений в других процессах.

Решающим экспериментом, доказывающим существование новых тяжелых киральных частиц, должно быть их прямое рождение на мощных адронных коллайдерах с последующей идентификацией их распадов в известные частицы по их уникальной сигнатуре. Именно этому вопросу посвящена последняя глава диссертации, где описаны основные свойства киральных частиц при высоких энергиях. При вычислении соответствующих сечений резонансного рождения киральных частиц в процессах кварк-антикварковой аннигиляции были получены неожиданные результаты, которые, с одной стороны, объясняют почему до настоящего времени нет решающих указаний рождения таких частиц на Tevatron и, с другой стороны, могут играть роль уникальной сигнатуры, позволяющей отличить их рождение от рождения других тяжелых калибровочных бозонов.

Таким образом, даже сравнительно легкие, киральные бозоны до сих пор избегают надежной регистрации на Tevatron. Тем не менее, уже сейчас в данных коллабораций D0 и CDF существуют некоторые указания на их рождение и распад в виде небольших избытков числа событий в предсказанных кинематических областях. Если эти аномалии не исчезнут, а будут подтверждены при большей статистике и более тщательном анализе угловых распределений, очень возможно, что Tevatron сможет дать первое свидетельство о наличии новой физики, даже раньше, чем начнет работать LHC. Однако его энергии все же недостаточно для полного подтверждения предложенной модели. Поэтому лишь LHC сможет полностью подвергнуть проверке идеи расширения стандартной модели, предложенные в диссертации.

**На защиту выдвигаются следующие
основные результаты:**

1. Показано, что *поперечные* компоненты антисимметричного тензорного поля второго ранга являются *нефизическими* и не дают вклада в тензор энергии-импульса.
2. Обнаружено свойство *асимптотической свободы* в простейшей *абелевой* калибровочной модели с материальным антисимметричным тензорным полем второго ранга.
3. Открыт новый тип *аномальных* диаграмм, содержащих скалярные и *антисимметричные тензорные поля* второго ранга в качестве внутренних линий, которые приводят к нарушению киральной симметрии в квантовом случае.
4. Найдено *кирально-инвариантное* расширение модели Намбу и Йона-Лазинио новым четырехфермионным *тензорным* взаимодействием.
5. Открыт новый эффект *динамического смешивания* между векторными и киральными мезонами, возникающего в результате *спонтанного нарушения симметрии*.
6. На базе расширенной модели Намбу и Йона-Лазинио получены новые *массовые формулы* для мезонов единичного спина, которые связывают частицы из *различных унитарных представлений* и с *противоположной четностью*.
7. В рамках данной модели с *динамической генерацией кинетических членов* вычислены матричные элементы для мезонов со спином единица, аннигилирующих (*аксиально-*)векторные и

тензорные кварковые токи, численные значения которых находятся в хорошем согласии с правилами сумм КХД и расчетами на решетке.

8. Предложена *расширенная* модель электрослабых взаимодействий с дополнительным дублетом хиггсовских частиц и *двумя дублетами киральных частиц единичного спина*, которая способна объяснить ряд аномальных экспериментальных результатов.

9. На примере рассмотрения *основных процессов стандартной модели и космологических ограничений*, показано, что предложенная модель *не противоречит* другим экспериментальным данным на современном уровне точности. Сделаны соответствующие *предсказания* для поиска новых взаимодействий на действующих и в будущих *высоко-прецизионных* экспериментах.

10. Предполагая *универсальность* новых взаимодействий, сделана оценка на *массы и константы связи* киральных частиц. Обнаружен *лептофобный* характер *легких* киральных частиц.

11. Рассчитаны сечения рождения *киральных* частиц на адронных коллайдерах и найдена *новая сигнатура* их распадов в распределениях по поперечному импульсу/массе.

Апробация работы.

Результаты, изложенные в диссертации, неоднократно докладывались на семинарах ОИЯИ (Дубна), ИЯИЯЕ (София), ИЯИ (Москва), ЦЕРН (Женева), швейцарского национального института им. Пауля Шеррера (Виллиген), ДЕЗИ (Гамбург), международного центра теоретической физики им. Абдуса Салама (Триест), университетов городов Лиона (Франция), Цюри-

ха (Швейцария), Брюсселя (Бельгия), Жуан Пессоа (Бразилия) и Софии (Болгария), а также на:

- VII международной конференции по проблемам квантовой теории поля, Алушта, 1984;
 - международной конференции по фундаментальным взаимодействиям элементарных частиц, Москва, 1995;
 - 5th Hellenic School And Workshops On Elementary Particle Physics, Корфу, 1995;
 - международной конференции “Наша галактика”, Москва, 1996;
 - 33rd Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, 1998;
 - 29th International Conference On High-Energy Physics (ICHEP 98), Ванкувер, 1998;
 - International Europhysics Conference On High-Energy Physics (EPS-HEP 99), Тампере, 1999;
 - 20th International Symposium On Lepton And Photon Interactions At High Energies (LP 01), Рим, 2001;
 - V международной конференции по неускорительной новой физике, Дубна, 2005;
 - 2007 International Linear Collider Workshop (LCWS07 and ILC07), Гамбург, 2007;
- на рабочих совещаниях экспериментальных коллабораций DELPHI (ЦЕРН, 1996), NA48 (Дубна, 1997; ЦЕРН, 2004), PiBeta (Виллиген, 2003), H1 (Гамбург, 2007), ATLAS (ЦЕРН, 2008).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 36 работ.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения и двух приложений. Она содержит 194 страницы машинописного текста, 26 рисунков и 2 таблицы, расположенные в тексте. Список литературы включает 282 наименований.

Содержание диссертации

Во введении обсуждаются современные успехи и проблемы физики элементарных частиц и квантовой теории поля. Сформулированы цель работы и ее основные результаты. Дано краткое описание диссертации по главам.

В первой главе приведена классификация элементарных частиц по неприводимым представлениям группы Лоренца. Основное внимание уделяется изучению неприводимых представлений, которые не рассматриваются в стандартных монографиях по квантовой теории поля и физики элементарных частиц. Главный аргумент в пользу слабого интереса к нестандартным представлениям группы Лоренца заключается в якобы отсутствии экспериментальных данных о существовании элементарных частиц, преобразующихся по данным представлениям.

Именно этот последний аргумент и ставится под сомнение и подвергается тщательному исследованию в данной диссертации. Следуя идеям Огиевецкого и Полубаринова, которые первые поняли физический смысл полей, преобразующихся по нестандартным представлениям, дан краткий анализ всех неприводимых представлений для безмассовых частиц. Показано, что в данном случае имеется взаимно-однозначное соответствие между спиральностью частицы и различными представлениями. То есть нестандартные представления описывают новый класс частиц, являющихся как бы дополнительными к уже известным, скажем, фотону и гравитону – их партнеров.

Подробно рассмотрен самый простой случай, где такие представления возникают, случай частиц со спином единица. Показано, что для описания таких частиц имеется два различных действия, одно из которых обладает калибровочной симметрией

$$\mathcal{A}_{\text{gauge}} = \frac{1}{2 \cdot 3!} \int d^4x F_{mnk} F^{mnk}$$

$$= \int d^4x \left[\frac{1}{4}(\partial_k A_{mn}) \partial^k A^{mn} - \frac{1}{2}(\partial_m A^{mk}) \partial^n A_{nk} \right], \quad (1)$$

где $F_{mnk} = \partial_m A_{nk} + \partial_k A_{mn} + \partial_n A_{km}$ калибровочно-инвариантный полностью антисимметричный тензор напряженности третьего ранга, и другое конформно инвариантное действие для антисимметричного тензорного поля T_{mn}

$$\mathcal{A}_{\text{conformal}} = \int d^4x \left[\frac{1}{4}(\partial_k T_{mn}) \partial^k T^{mn} - (\partial_m T^{mk}) \partial^n T_{nk} \right], \quad (2)$$

которое отличается от (1) и приводит к другим уравнениям движения. Последние поля мы будем называть материальными антисимметричными тензорными полями.

Требование калибровочной симметрии оказывается настолько сильным, что построение перенормированного взаимодействия калибровочных антисимметричных полей с лептонами и кварками спина $1/2$ оказывается невозможным. Поэтому его феноменологическое использование для физики элементарных частиц на масштабе электрослабых взаимодействий сталкивается с известными трудностями. В отличие от калибровочных антисимметричных тензорных полей, материальные антисимметричные тензорные поля могут взаимодействовать с известными частицами материи спина $1/2$, посредством юкавского взаимодействия $t \bar{\psi} \sigma^{mn} \psi T_{mn}$ с безразмерной константой связи, обходя проблему внутренней самосогласованности.

Если бы антисимметричные тензорные частицы были бы безмассовыми, это привело бы к новому взаимодействию с бесконечным радиусом. Чтобы такое взаимодействие не противоречило экспериментальным данным, необходимо предположить неестественную малость юкавской константы t . Однако существует и другое, более естественное, решение этой проблемы, когда материальные антисимметричные тензорные поля приобретают массу динамическим образом в результате спонтанного нарушения симметрии.

Далее, используя уравнения Кеммера

$$\begin{aligned}\partial_a f^{ab} &= m_0 A^b, \\ \partial_a A_b - \partial_b A_a &= m_0 f_{ab},\end{aligned}\tag{3}$$

показано, что массивное антисимметричное тензорное поле в свободном случае эквивалентно описанию частицы со спином единица четырехмерным вектор-потенциалом A_m . Однако взаимодействующие теории коренно различны.

Во второй главе подробно обсуждаются свойства калибровочного антисимметричного тензорного поля. С одной стороны группа калибровочной симметрии накладывает очень жесткое требование на взаимодействия антисимметричных тензорных полей с материей. С другой стороны калибровочная симметрия позволяет последовательно проквантовать, например, неабелевую теорию антисимметричного тензорного поля с взаимодействием. Развитие таких теорий и соответствующих методов квантования возможно будет применять для описания систем с высшими спинами, включая гравитон и гравитино.

В первом параграфе рассмотрен простейший случай абелевой калибровочной симметрии для антисимметричного тензорного поля. Показано, что данная система описывает калибровочную теорию бесспиновой частицы. Огиевецкий и Полубаринов выбрали подходящее название для такой частицы – нотоф. Потому что свободный нотоф обладает только одним состоянием с продольной поляризацией, а физический фотон имеет два состояния с поперечной поляризацией, поэтому обе частицы являются как бы дополнительными друг другу.

Во втором параграфе рассмотрена неабелевая теория калибровочного антисимметричного тензорного поля. Используя формализм производных первого порядка, действие для калибровочного антисимметричного тензорного поля A_{mn} допускает прямое обобщение на неабелевый случай

$$\mathcal{A}_G = \int d^4x \left[\frac{1}{4} A_{mn}^a \epsilon^{mnpq} F_{pq}^a + \frac{1}{2} (A_m^a)^2 \right],\tag{4}$$

где ϵ^{nmab} – полностью антисимметричный тензор, причем $\epsilon^{0123} = +1$, $F_{pq}^a = \partial_p A_q^a - \partial_q A_p^a + f_{bc}^a A_p^b A_q^c$, а индексы a, b и c - параметризуют присоединенное представление некоторой компактной группы Ли G со структурными константами f_{bc}^a . Это действие инвариантно относительно калибровочных преобразований

$$\delta A_{mn}^a = \nabla_m \xi_n^a - \nabla_n \xi_m^a, \quad \delta A_m^a = 0, \quad (5)$$

где $\nabla_m \xi_n^a = \partial_m \xi_n^a + f_{bc}^a A_m^b \xi_n^c$ – ковариантная производная.

Вариация (4) по калибровочному антисимметричному тензорному полю A_{mn}^a приводит к условию на вспомогательное поле A_m^a :

$$F_{mn}^a = \partial_m A_n^a - \partial_n A_m^a + f_{bc}^a A_m^b A_n^c = 0. \quad (6)$$

Его решение, как хорошо известно, можно выразить через матрицы g , действующие в присоединенном представлении группы Ли G

$$A_m = g^{-1} \partial_m g, \quad (7)$$

где матрицы A_m принадлежат алгебре Ли этой группы: $A_m = i A_m^a T_a/2$. Здесь T_a – линейно-независимые матрицы в присоединенном представлении алгебры Ли, нормированные условием $\text{Sp } T_a T_b = 2 \delta_{ab}$. Поэтому теория неабелева калибровочного антисимметричного тензорного поля на классическом уровне эквивалентна σ -модели.

Хотя классическая теория калибровочного антисимметричного тензорного поля эквивалентна теории скалярного поля, квантование калибровочных антисимметричных тензорных полей не является простой задачей. Попытки ковариантного квантования такого поля привели к открытию нового явления “духи для духов”. Функциональная зависимость связей приводит к необходимости модифицировать процедуру квантования, развитую для полей Янга–Милса. Ввиду того, что действие для духов Фаддеева–Попова само оказывается калибровочно-инвариантным, необходимо еще раз к нему применить ковариантную процедуру квантования с введением дополнительных духовых

полей. Калибровка $\nabla^m A_{mn}^a = 0$ требует введения антикоммутирующих векторных духовых полей \tilde{C}_m^a и C_m^a с БРСТ преобразованиями $\delta C_n^a = (\nabla^m A_{mn}^a) \Lambda$, где Λ - антикоммутирующая грасманова переменная, не зависящая от пространственно-временной точки. Откуда сразу видно, что на духовые векторные поля накладываются связи $\nabla^m C_m^a = 0$. Подробный анализ показывает, чтобы решить эту проблему необходимо ввести еще два коммутирующих скалярных духовых поля $\bar{\phi}^a$ и ϕ^a , и “третий дух” Нильсена–Каллош.

В заключении данной главы приведен известный пример, где мы встречаемся с антисимметричными тензорными полями, квантовая гравитация. Локализация группы Лоренца приводит к необходимости вводить духовые антисимметричные тензорные поля C^{ab} . Наибольший резонанс получила работа Грина и Шварца, где авторы продемонстрировали сокращение аномалий в суперсимметричной теории Янга–Миллса в $d = 10$, взаимодействующей с $N = 1$, $d = 10$ супергравитацией для выделенных калибровочных групп $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$. Ключевая роль в этих сокращениях принадлежит калибровочным антисимметричным тензорным полям. Эта работа показала возможность построения непротиворечивой квантовой теории суперструн, базирующейся на этих выделенных калибровочных группах.

Третья глава диссертации посвящена изучению свойств материального антисимметричного тензорного поля. Отказавшись от калибровочной симметрии, возможно записать конформно-инвариантное действие (2) для антисимметричного тензорного поля. Функции Грина для таких полей однозначно определены в рамках конформно-инвариантной теории поля. Однако, в свою очередь, конформная симметрия накладывает жесткие ограничения на порядок дифференциальных уравнений движения для полей определенного веса в зависимости от их спина.

Спинор $\psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}$ и ему сопряженный $\psi^{\dot{\alpha}_1 \dots \dot{\alpha}_m \beta_1 \dots \beta_n}$, сим-

метричные по обоим типам индексов, описывают частицу и античастицу со спином $j = (m+n)/2$ и преобразуются по неприводимым представлениям группы Лоренца $(m/2, n/2)$ и $(n/2, m/2)$, соответственно. Мы можем построить простейшее инвариантное действие

$$\mathcal{A}_j^{(\frac{m}{2}, \frac{n}{2})} = \int d^4 p \psi_{\dot{\alpha}_1 \dots \dot{\alpha}_m \beta_1 \dots \beta_n} \hat{p}^{\dot{\alpha}_1 \alpha_1} \dots \hat{p}^{\dot{\alpha}_m \alpha_m} p^{\beta_1 \dot{\beta}_1} \dots p^{\beta_n \dot{\beta}_n} \psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}, \quad (8)$$

если каждому непунктирному (пунктирному) индексу первого спинора с помощью оператора $\hat{p}^{\dot{\alpha}\beta} = p^m (\hat{\sigma}_m)^{\dot{\alpha}\beta}$ ($p^{\alpha\dot{\beta}} = p^m (\sigma_m)^{\alpha\dot{\beta}}$) поставим в соответствие пунктирный (непунктирный) индекс сопряженного ему спинора, где $(\hat{\sigma}_m)^{\dot{\alpha}\beta} = (C^{-1} \sigma_m^T C)^{\dot{\alpha}\beta}$, а $C_{\alpha\beta} \equiv \epsilon_{\alpha\beta}$ матрица зарядового сопряжения.

Варьируя действие (8), получим уравнения движения

$$\hat{p}^{\dot{\alpha}_1 \alpha_1} \dots \hat{p}^{\dot{\alpha}_m \alpha_m} p^{\beta_1 \dot{\beta}_1} \dots p^{\beta_n \dot{\beta}_n} \psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n} = 0 \quad (9)$$

для спинора $\psi_{\alpha_1 \dots \alpha_m \dot{\beta}_1 \dots \dot{\beta}_n}$. Для частиц со спином больше единицы, уравнения движения содержат производные выше второго порядка и мы сталкиваемся с проблемой унитарности, которая в настоящее время еще не решена. Поэтому в данной диссертации мы ограничимся рассмотрением частиц единичного спина и изучим уравнения движения, которые возникают в этом случае.

Действие для полей, преобразующихся по представлениям группы Лоренца $(1, 0)$ и $(0, 1)$, следующее из (8), имеет вид

$$\mathcal{A}_1^{(1,0)} = \int d^4 p \psi_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \hat{p}^{\dot{\alpha}\alpha} \hat{p}^{\dot{\beta}\beta} \psi_{\alpha\beta}. \quad (10)$$

Чтобы сравнить это действие с более привычной формой записи (2), перейдем от спинорных к лоренцевым индексам. Симметричный спинор $\psi_{\alpha\beta}$ может быть выражен через антисимметричное тензорное поле второго ранга T_{mn} как

$$\psi_{\alpha\beta} = \frac{i}{8} \epsilon^{abmn} (\sigma_a \hat{\sigma}_b C)_{\alpha\beta} T_{mn}. \quad (11)$$

Выполняя суммирование по спинорным индексам и вычисляя след от шести σ -матриц мы приходим к действию для материального антисимметричного тензорного поля:

$$\mathcal{A}_1^{(1,0)} = \frac{1}{4} \int d^4p T_{ab}^*(p) p^2 \Pi^{abmn}(p) T_{mn}(p), \quad (12)$$

где

$$\Pi^{abmn}(p) = \frac{1}{2} [\bar{g}^{am}(p) \bar{g}^{bn}(p) - \bar{g}^{an}(p) \bar{g}^{bm}(p)] \quad (13)$$

и $\bar{g}^{mn}(p) = g^{mn} - 2p^m p^n / p^2$. Более подробный анализ полного гамильтониана системы с учетом уравнений движения, выполненный в диссертации, приводит к выводу, что физическими компонентами материального антисимметричного тензорного поля являются продольные компоненты вектора $A_i = T_{0i}$ и псевдовектора $B_i = 1/2 \epsilon_{ijk} T_{jk}$. Таким образом, материальное антисимметричное тензорное поле описывает скалярную и псевдоскалярную степени свободы.

Поля, преобразующиеся по нестандартным представлениям группы Лоренца, описывают частицы с немаксимальными значениями спиральности. Поэтому они могут выполнять роль частиц с меньшими значениями спина. Например, антисимметричное тензорное поле, может заменить скалярную частицу. На массовой поверхности они имеют одинаковое число скалярных степеней свободы и эквивалентны. Однако вне массовой поверхности, в игру вступают дополнительные степени свободы антисимметричного тензорного поля, приводя к более богатому взаимодействию. Являясь скаляром на массовой поверхности, при взаимодействии оно переносит спин единица и проявляет себя как векторная частица.

Переходя к рассмотрению высших спинов, необходимо отметить, что включение нестандартных представлений группы Лоренца, описывающих частицы с меньшими значениями спиральности чем ее спин, приводит к идеи о существовании партнеров к уже известным частицам, таким как гравитон и грави-

тино. Например, представления группы Лоренца спина 2, наряду с представлением $(1, 1)$, описывающим гравитон со спиральностью ± 2 , содержат также представления $(3/2, 1/2)$, $(1/2, 3/2)$ и $(2, 0)$, $(0, 2)$. Последние представления отвечают волновым функциям $V_{a[mn]}$ и $\phi_{[ab][mn]}$, описывающим частицы со спиральностями ± 1 и 0 , соответственно. Свойства симметрии $V_{a[mn]}$ совпадают со свойствами симметрии тензора кручения, который возникает в теориях гравитации с несимметричными нижними индексами символов Кристоффеля, а $\phi_{[ab][mn]}$ – со свойствами симметрии тензоров Римана R_{abmn} или Вейля C_{abmn} .

Пример использования различных представлений для описания частиц со спином $3/2$ уже известен и заключается в использовании различных подходов. Например, частица со спином $3/2$ может быть описана как в формализме Рариты–Швингера, так и в формализме Баргмана–Вигнера. Волновые функции для спина $3/2$ в формализме Рариты–Швингера преобразуются по представлениям $(1, 1/2)$ и $(1/2, 1)$, а в формализме Баргмана–Вигнера – по представлениям $(3/2, 0)$ и $(0, 3/2)$. В случае свободных массивных частиц эти описания эквивалентны.

В нашем случае, частицы со спином $3/2$ удовлетворяют дифференциальным уравнениям третьего порядка. Уравнения для волновых функций, преобразующихся по представлениям группы Лоренца $(1, 1/2)$, $(1/2, 1)$ и $(3/2, 0)$, $(0, 3/2)$, неэквивалентны и описывают различные частицы. Уравнения третьей степени для волновых функций, преобразующихся по представлениям $(1, 1/2)$ и $(1/2, 1)$, используются в конформной супергравитации для описания гравитино со спиральностью $3/2$ и эквивалентны нашим. Уравнения же для волновых функций, преобразующихся по представлениям $(3/2, 0)$ и $(0, 3/2)$, описывают частицу со спиральностью $\pm 1/2$ и эквивалентны уравнениям Вейля, но с дополнительным множителем p^2 .

Таким образом, антисимметричные тензорные поля естественно возникают при анализе спинорных представлений группы Лоренца спина $j \geq 1$. Вне массовой поверхности число ком-

понент их волновой функции совпадает с размерностью пространства данного спина. На массовой поверхности происходит редукция степеней свободы и их безмассовые возбуждения эквивалентны частицам меньшего спина. Эта эквивалентность теряется при включении взаимодействия. Обмен антисимметричными тензорными полями приводит к более богатому взаимодействию элементарных частиц. Их необычные свойства заслуживают дальнейшего внимательного изучения.

В четвёртой главе обсуждается применение предыдущих результатов для описания низколежащих адронных состояний со спином единица. Несмотря на то, что адроны являются составными частицами, аппарат их релятивистского описания в рамках квантовой теории поля был предложен много лет тому назад Намбу и Йона-Лазинио по аналогии с боголюбовским механизмом нарушения симметрии и методом квазичастиц, развитых ранее для теории сверхтекучести и сверхпроводимости. Этот подход оказался очень плодотворным для описания низколежащих адронных состояний и нарушения киральной симметрии в адронной физике. Введение нового типа квазичастиц, преобразующихся по неприводимым киральным представлениям $(0,1)$ и $(1,0)$ позволяет по новому взглянуть на классификацию адронных состояний и предсказать ряд новых свойств для мезонных возбуждений со спином 1.

Микроскопической теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика, которая описывает взаимодействия кварков посредством обмена векторными калибровочными частицами – глюонами. Данная теория обладает свойством асимптотической свободы и как ее следствие взаимодействия кварков при высоких энергиях ослабевают и теория возмущений по малой константе взаимодействия становится применимой. Однако при низких энергиях константа связи оказывается неприемлемо большой и квантовая хромодинамика не может дать количественного описания свойств связанных адронных

состояний – резонансов. Поэтому для их описания приходится использовать различные феноменологические модели, которые в той или иной мере включают основные свойства квантовой хромодинамики такие как, например, киральная симметрия и ее нарушение связанное с приобретением ненулевых вакуумных средних для различных комбинаций кварковых и глюонных полей.

Одной из таких моделей является модель Намбу и Йона-Лазинио, которая успешно используется для исследования адронной физики и механизма спонтанного нарушения киральной симметрии. Она была предложена более 45 лет тому назад, но до сих пор сохраняет свою актуальность и привлекает большой интерес. Главным свойством модели Намбу и Йона-Лазинио является то, что она основана на киральной симметрии и объясняет ее нарушение в физике частиц по аналогии со сверхпроводимостью. Также как элементарные возбуждения в сверхпроводнике могут быть описаны когерентной смесью электронов и дырок, объяснение спектра мезонных состояний может быть выполнено в рамках кварковых степеней свободы.

До сих пор в рамках этой модели были хорошо изучены и описаны свойства скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных мезонов. Однако введение и описание мезонных состояний соответствующих антисимметричному кварковому току почти отсутствовало. Причина заключается в том, что кирально инвариантное локальное четырех-фермионное взаимодействие

$$\bar{\Psi}\sigma_{\mu\nu}(1 \pm \gamma^5)\Psi \cdot \bar{\Psi}\sigma^{\mu\nu}(1 \mp \gamma^5)\Psi \equiv 0 \quad (14)$$

тождественно равно нулю. Анализ, проведенный в предыдущих главах показывает, что естественным расширением модели Намбу и Йона-Лазинио на случай кирально инвариантного тензорного взаимодействия должен выполнять нелокальный

лагранжиан

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{eff}^T &= -\frac{G_T}{2} \bar{\Psi} \sigma_{\mu\lambda} (1 + \gamma^5) \Psi \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \bar{\Psi} \sigma_{\nu\lambda} (1 - \gamma^5) \Psi \\ &= -\frac{G_T}{2} [\bar{\Psi} \sigma_{\mu\lambda} \Psi \cdot \bar{\Psi} \sigma_{\nu\lambda} \Psi - \bar{\Psi} \sigma_{\mu\lambda} \gamma^5 \Psi \cdot \bar{\Psi} \sigma_{\nu\lambda} \gamma^5 \Psi] \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}. \quad (15)\end{aligned}$$

Последние два члена в (15) порождают векторные и аксиально-векторные мезонные состояния R_μ и B_μ с квантовыми числами J^{PC} : 1^{--} и 1^{+-} , соответственно. Квантовые числа нововведенных R_μ и B_μ мезонов определяются связанными с ними тензорными кварковыми токами

$$\mathcal{R}_\mu = \hat{\partial}^\nu (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \Psi), \quad \mathcal{B}_\mu = i \hat{\partial}^\nu (\bar{\Psi} \sigma_{\mu\nu} \gamma^5 \Psi), \quad (16)$$

где $\hat{\partial}_\mu = \partial_\mu / \sqrt{-\partial^2}$. Мы получаем, что квантовые числа B_μ мезона 1^{+-} являются новыми квантовыми числами, отличными от квантовых чисел ρ и a_1 мезонов, и должны быть идентифицированы с другими существующими мезонными резонансами со спином единица. Действительно, из таблиц мезонов, мы находим такой изовекторный триплет b_1 мезонов, нейтральная компонента которого обладает искомыми квантовыми числами. Нейтральные изосинглетные состояния $h_1(1170)$ и $h_1(1380)$ с квантовыми числами 1^{+-} , составленные из легких u , d и странных s кварков, тоже существуют. Таким образом, данное расширение модели естественно включает описание более широкого класса мезонов, которое не могло быть выполнено в рамках старой модели.

Кроме этого, введение нового мезонного состояния R_μ , связанного с тензорным током и обладающего такими же квантовыми числами как у ρ мезона, позволяет по новому взглянуть на систему ρ и ρ' мезонов. Например, в результате смешивания физические состояния векторных мезонов как ρ , так и ρ' , могут одновременно иметь калибровочные и аномальные тензорные взаимодействия с кварками и аннигилировать соответствующие кварковые токи, в то время как аксиально-векторный

мезон a_1 имеет только калибровочные взаимодействия с кварками. В изосинглетном $I = 0$ векторном канале, помимо $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ мезонов, должны существовать и существуют их партнеры $\omega'(1420)$ и $\phi'(1680)$ мезоны.

Совместный анализ всех состояний со спином единица приводит к следующей массовой формуле

$$m_\rho^2 + m_{\rho'}^2 = m_{b_1}^2 + m_{a_1}^2. \quad (17)$$

Это соотношение является одним из основных результатов, представленных к защите. Оно нетривиально тем, что связывает массы *векторных* мезонов с квантовыми числами 1^{--} и *аксиально-векторных* мезонов с квантовыми числами 1^{+-} и 1^{++} . Таким образом, данное соотношение устанавливает связь между массами частиц из различных мультиплетов унитарной группы и даже супермультиплетов расширенных групп, типа $SU(6) \otimes O(3)$, включающих спин и орбитальный момент кварков.

Считая массы ρ , ρ' и b_1 мезонов известными можно определить также угол смешивания, который в пределах экспериментальных ошибок оказывается близким к углу максимального смешивания 45° . Таким образом, с хорошей точностью, мы можем принять гипотезу *максимального смешивания* для векторных мезонов. Для того, чтобы проверить нашу гипотезу не только для изовекторных мезонов, можно вывести новое массовое соотношение, которое связывает только массы физических векторных мезонов с квантовыми числами 1^{--} и аксиально-векторных мезонов с квантовыми числами 1^{+-}

$$R \equiv \frac{2m_{\rho'}^2 - m_{\rho'}m_\rho + 2m_\rho^2}{3m_{b_1}^2} = 1. \quad (18)$$

В случае изовекторных $I = 1$ мезонов данное отношение $R_{I=1} = 0.96 \pm 0.03$ почти совпадает с единицей. И это не является неожиданным, так как именно этот факт был решающим для принятия гипотезы максимального смешивания.

Используя табличные значения масс изоскалярных $I = 0$ векторных $\omega(782)$, $\omega'(1420)$ и аксиально-векторных $h_1(1170)$ мезонов, состоящих из легких кварков, получаем что данное отношение $R_{I=0} = 1.02 \pm 0.07$ также хорошо согласуется с единицей в пределах экспериментальной точности. Изоскалярные векторные мезоны со скрытой странностью представлены в таблице мезонов двумя резонансными состояниями $\phi(1020)$ и $\phi'(1680)$. Однако аксиально-векторный мезон $h_1(s\bar{s})$ со скрытой странностью и квантовыми числами 1^{+-} отсутствует в основной таблице мезонов. Поэтому мы можем воспользоваться формулой (18), чтобы предсказать его массу

$$m_{h_1(s\bar{s})} = \sqrt{\frac{2m_{\phi'}^2 - m_{\phi'}m_{\phi} + 2m_{\phi}^2}{3}} = 1409 \pm 20 \text{ МэВ}. \quad (19)$$

Более подробные таблицы мезонов указывают лишь на два эксперимента, где вопросный мезон был зарегистрирован с массами $1440 \pm 60 \text{ МэВ}$ и $1380 \pm 20 \text{ МэВ}$, соответственно. Отсутствие третьего экспериментального доказательства не дает права, чтобы данное состояние было внесено в основную таблицу мезонов. Однако наши исследования предсказывают и подтверждают существование такого состояния с точно такой же массой, которая была измерена пока лишь в двух экспериментах.

Другое интересное свойство, непосредственно следующее из нашего подхода, касается матричных элементов для векторного и тензорного кварковых токов

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{q} \gamma_{\mu} q | V(p, \lambda) \rangle &= m_V f_V e_{\mu}^{\lambda}(p) \\ \langle 0 | \bar{q} \sigma_{\mu\nu} q | V(p, \lambda) \rangle &= i f_V^T (e_{\mu}^{\lambda}(p) p_{\nu} - e_{\nu}^{\lambda}(p) p_{\mu}), \end{aligned} \quad (20)$$

которые оказываются одновременно нетривиальными для физических векторных мезонов. В случае максимального смешивания, определенные выше формфакторы, имеют очень простой вид

$$f_{\rho} = \frac{m_{\rho'}}{\sqrt{2} g_V}, \quad f_{\rho}^T = \frac{m_{\rho'}}{\sqrt{2} g_R}; \quad (21)$$

$$f_{\rho'} = - \frac{m_\rho}{\sqrt{2} g_V}, \quad f_{\rho'}^T = \frac{m_\rho}{\sqrt{2} g_R}, \quad (22)$$

где константы взаимодействия соответствующих мезонов с кварками удовлетворяют уравнению $g_R = \sqrt{2} g_V$. С учетом последнего уравнения, система уравнений (21) приводит к простому соотношению между поперечным и продольным формфакторами для ρ мезона

$$\frac{f_\rho^T}{f_\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.707, \quad (23)$$

что находится в прекрасном согласии с последними расчетами на решетке. Аналогичное соотношение для ρ' мезона имеет то же абсолютное значение, однако, противоположный знак

$$\frac{f_{\rho'}^T}{f_{\rho'}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (24)$$

Таким образом, все предсказания данной главы находятся в хорошем согласии с современными экспериментальными данными и численными расчетами на решетке и результатами правил сумм КХД.

Вышеизложенные соображения означают, что в Природе могут существовать два различных типа частиц со спином единица, которые различаются своим взаимодействием с материальными фермионами. Однако они отвечают только лишь составным кварк-антикварковым состояниям. Вопрос о существовании фундаментальных бозонов, отличных от калибровочных, должен быть выяснен на будущих ускорителях и, главным образом, на ЛНС. Этому вопросу и поиску новых тензорных взаимодействий, которые эффективно возникают в результате обмена фундаментальными тяжелыми бозонами, в низко-энергетических высоко-точных экспериментах будут посвящены последующие три главы диссертации.

В пятой главе предложено расширение Стандартной Модели, состоящее в использовании нового типа частиц со спи-

ном единица, описывающихся антисимметричным полем второго ранга, которые возможно существуют в Природе наравне с калибровочными бозонами. Для этого необходимо введение в Стандартную Модель соответствующих дополнительных полевых переменных. Такое расширение совсем нетривиально, так как имеет дело с новым типом полей. Достаточно сказать, что антисимметричные тензорные поля являются источником новых аксиальных аномалий, устранение которых требует удвоения как числа хиггсовских дублетов так и дублетов антисимметричных тензорных полей.

Мы будем предполагать, как обычно, локальную $SU(2)_L \times U(1)_Y$ симметрию слабых взаимодействий с калибровочными полями A_m и B_m . Фермионный сектор материальных полей также без изменений содержит три поколения двухкомпонентных вейлевских спиноров: левые лептонные дублеты $L_i = (\nu'_L e'_L)_i$ и правые лептонные синглеты $(e'_R)_i$; левые кварковые дублеты $Q_i = (u'_L d'_L)_i$ и правые кварковые синглеты $(u'_R)_i, (d'_R)_i$. Здесь i – индекс поколения, цветовые индексы у кварковых полей мы опускаем. Штрих у поля означает, что оно является калибровочным собственным состоянием.

Расширение стандартной модели касается лишь бозонного сектора материальных полей. Стандартная модель электрослабых взаимодействий содержит только один дублет скалярных хиггсовских полей. Расширим этот сектор материальными антисимметричными тензорными полями. Эти поля, также как и скалярные хиггсовские поля, взаимодействуют с левыми и правыми фермионами. Чтобы такое юкавское взаимодействие было $SU(2)_L \times U(1)_Y$ инвариантно, материальное антисимметричное тензорное поле должно быть дублетом. Требование отсутствия аномалий в расширенной модели электрослабых взаимодействий заставляет нас удвоить число полей и ввести два дублета хиггсовских скалярных полей $H_1 = (H_1^0 H_1^-)$, $H_2 = (H_2^+ H_2^0)$ и два дублета антисимметричных тензорных полей $U_{mn} = (U_{mn}^0 U_{mn}^-)$, $T_{mn} = (T_{mn}^+ T_{mn}^0)$ с противоположными гиперзарядами:

$Y(H_1) = Y(U) = -1$, $Y(H_2) = Y(T) = +1$. Их минимальные взаимодействия с калибровочными полями вводятся через ковариантную производную $D_m = \partial_m - ig/2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}_m - ig'/2 Y B_m$, где g и g' константы взаимодействия, а \mathbf{T} и Y генераторы групп $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$, соответственно.

Если допустить произвольные взаимодействия хиггсовских частиц с фермионами, то при нарушении симметрии возможно появление нейтральных токов с изменением ароматов, что будет находиться в противоречии экспериментальными данными. Элегантное решение этой проблемы было дано Глэшоу и Вайнбергом. Переходы с изменением ароматов в нейтральных токах на древесном уровне будут отсутствовать, если нейтральные компоненты одного хиггсовского дублета взаимодействуют только с верхними типами кварков с зарядами $2/3$, а нейтральные компоненты другого хиггсовского дублета – с нижними типами кварков с зарядами $-1/3$ и заряженными лептонами. Самая общая форма такого $SU(2)_L \times U(1)_Y$ инвариантного юкавского взаимодействия имеет вид:

$$\mathcal{L}_H = h_{ij}^u \bar{Q}_i(u'_R)_j H_1 + [h_{ij}^d \bar{Q}_i(d'_R)_j + h_{ij}^e \bar{L}_i(e'_R)_j] H_2 + \text{h. c.}, \quad (25)$$

где h^u , h^d и h^e , вообще говоря, произвольные недиагональные матрицы. Аналогичное взаимодействие со спинорными полями можно записать и для антисимметричных тензорных полей:

$$\mathcal{L}_T = t_{ij}^u \bar{Q}_i \sigma^{mn} (u'_R)_j U_{mn} + [t_{ij}^d \bar{Q}_i \sigma^{mn} (d'_R)_j + t_{ij}^e \bar{L}_i \sigma^{mn} (e'_R)_j] T_{mn} + \text{h. c.} \quad (26)$$

Взаимодействия антисимметричных тензорных полей с фермионами (26) порождают новые эффективные взаимодействия типа “ток \times ток”, дополнительно к известным взаимодействиям, возникающим в результате обмена электрослабыми калибровочными бозонами. Эти взаимодействия также содержат как заряженные так и нейтральные токи. Чтобы избежать противоречия с экспериментальными данными, мы должны предпо-

ложить относительную слабость этих взаимодействий по отношению к стандартным электрослабым взаимодействиям. Новые тензорные взаимодействия оказываются, как бы экранированными. Заряженные слабые токи были открыты задолго до обнаружения нейтральных слабых токов, которые, в случае взаимодействий заряженных частиц, экранировались электромагнитными взаимодействиями. Поэтому первые экспериментальные подтверждения существования новых тензорных взаимодействий надо искать на фоне слабых взаимодействий заряженных токов.

Давайте рассмотрим взаимодействия, обусловленные только заряженными антисимметричными тензорными полями T_{mn}^\pm и U_{mn}^\pm . Самая общая структура пропагаторов для этих частиц после нарушения симметрии имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(q) &= \begin{pmatrix} \langle T(T^-T^+) \rangle_0 & \langle T(T^-U^+) \rangle_0 \\ \langle T(U^-T^+) \rangle_0 & \langle T(U^-U^+) \rangle_0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{4i}{\Delta_q} \begin{pmatrix} (q^2 - m^2)\mathbf{\Pi}^-(q) & \mu^2\mathbf{1}^- \\ \mu^2\mathbf{1}^+ & (q^2 - M^2)\mathbf{\Pi}^+(q) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\Delta_q = (q^2 - m^2)(q^2 - M^2) - \mu^4$, а μ , m и M – произвольные массовые параметры, причем $M/m = \text{tg}\beta \equiv v_1/v_2$, так как диагональные массовые члены для T_{mn} и U_{mn} обусловлены вакуумными средними v_1 и v_2 , соответственно. Из вида взаимодействия (26) следует, что поля T^+ и U^- являются самодуальными, а T^- и U^+ – самоантидуальными, поэтому пропагатор (27) содержит самодуальные и самоантидуальные $\mathbf{1}_{mnab}^\pm = 1/2(\mathbf{1}_{mnab} \pm i/2 \epsilon_{mnab})$, $\mathbf{\Pi}_{mnab}^\pm = \mathbf{1}_{mnkl}^\pm \mathbf{\Pi}_{klab}$ операторы.

Дальнейший подробный анализ, проведенный в диссертации, позволяет получить все эффективные взаимодействия лептонов и кварков, обусловленных обменом антисимметричными тензорными частицами в области низких энергий. Например, в случае распада мюона на электрон и (анти)нейтрино, кроме обычного V–A взаимодействия, необходимо учесть также тен-

зорное взаимодействие:

$$\mathcal{L}_{\mu e} = -\sqrt{2} G_F f_T \bar{\nu}_{\mu L} \sigma_{ml} \mu_R \frac{4q^m q_n}{q^2} \bar{e}_R \sigma^{nl} \nu_{eL} + \text{h. c.}, \quad (28)$$

где q_m – 4-импульс передачи между мюонной и электронной парами, а положительная безразмерная константа

$$f_T = \frac{\sqrt{2}}{G_F} \frac{t^2}{(1 - \text{ctg}^2 \beta) M^2} > 0, \quad (29)$$

определяет относительную силу новых тензорных взаимодействий по отношению к обычным слабым взаимодействиям. Дополнительное взаимодействие для полуплептонных распадов имеет вид:

$$\mathcal{L}_{qe} = -\sqrt{2} G_F f_T \bar{u} \sigma_{ml} d^\theta \frac{4q^m q_n}{q^2} \bar{e}_R \sigma^{nl} \nu_L + \text{h. c.}, \quad (30)$$

где $d_i^\theta = V_{ij} d_j$ – смешанные состояния для нижних типов кварков. Более богатая структура тензорного взаимодействия возникает в чисто кварк-кварковом секторе:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ud} = -\sqrt{2} G_F f_T & \left[\bar{u}_L \sigma_{ml} d_R^\theta \cdot \bar{d}_R^\theta \sigma^{nl} u_L + \bar{u}_L \sigma_{ml} d_R^\theta \cdot \bar{d}_L^\theta \sigma^{nl} u_R \right. \\ & \left. + \bar{u}_R \sigma_{ml} d_L^\theta \cdot \bar{d}_R^\theta \sigma^{nl} u_L + \text{tg}^2 \beta \bar{u}_R \sigma_{ml} d_L^\theta \cdot \bar{d}_L^\theta \sigma^{nl} u_R \right] \frac{4q^m q_n}{q^2}. \end{aligned} \quad (31)$$

В шестой главе изучены основные низкоэнергетические следствия новых эффективных взаимодействий, полученных в предыдущей главе. Здесь необходимо отметить, что поиск новых взаимодействий в низкоэнергетических процессах ведется с давних пор. Однако ввиду отсутствия конкретных указаний на вид таких взаимодействий, предполагается наиболее общая их структура. Такой подход, с одной стороны, ведет к большому числу новых параметров, которые должны быть определены

из экспериментальных данных. С другой стороны, невозможно написать самый общий вид новых взаимодействий и здесь всегда имеется элемент каких-нибудь предположений, которые явно или неявно присутствуют при таком, так называемом, общим ‘модельно-независимом’ подходе.

В данной главе рассматривается конкретный вид новых эффективных тензорных взаимодействий, которые до сих пор не использовались и не проверялись экспериментально. Как было показано в предыдущих главах, их вид однозначно следует из самых общих принципов Лоренц симметрии и квантовой теории поля. Однако относительная слабость и отличная от $V - A$ киральная структура новых взаимодействий затрудняет их обнаружение во многих современных экспериментах. Они избегают также космологических ограничений. Однако, используя особенные киральные свойства новых взаимодействий, все же можно указать некоторые процессы, где вклад известных взаимодействий существенно подавлен, а эффект новых взаимодействий максимален. Одним из таких процессов, является радиационный распад пиона.

Действительно, матричный элемент распада пиона пропорционален массе лептона m_ℓ . Поэтому амплитуда этого процесса зануляется при $m_\ell \rightarrow 0$. Это зануление связано с тем, что слабое взаимодействие сохраняет спиральность, а распад мезона с нулевым спином на левое нейтрино и правый антилептон, летящие в противоположные стороны, запрещен сохранением углового момента. С другой стороны, вклад псевдоскалярного кваркового тока, который имеет другую киральную структуру нежели стандартное слабое $V - A$ взаимодействие, в распад пиона на электрон и антинейтрино

$$i\langle 0 | \bar{u} \gamma^5 d | \pi \rangle = \frac{m_\pi^2}{(m_d + m_u)m_e} m_e F_\pi \simeq 3.8 \times 10^3 m_e F_\pi \quad (32)$$

многократно усилен по сравнению со стандартной моделью. Это накладывает строгие ограничения на существование псевдоска-

лярных частиц, таких как заряженные хиггсовские бозоны.

Здесь следовало бы также ожидать, что тензорные взаимодействия, имея тоже другую, нежели стандартное слабое $V - A$ взаимодействие, киральную структуру, будут давать основной вклад в слабый распад пиона. Однако матричный элемент тензорного кваркового тока $\langle 0 | \bar{u} \sigma_{\alpha\beta} d | \pi(p) \rangle$ равен нулю ввиду того, что невозможно построить антисимметричный тензор второго ранга, используя лишь один вектор – импульс пиона p . Поэтому новые тензорные взаимодействия в противоположность псевдоскалярным, избегают экспериментальных ограничений из двухчастичных распадов пиона, которые прекрасно описываются стандартной моделью. Однако сюрприз все же был обнаружен, но только в трехчастичном слабом радиационном распаде пиона $\pi \rightarrow e\nu\gamma$.

В 1990 году группа Болотова, используя установку ИСТРА на ускорительном комплексе Института Физики Высоких Энергий в Протвино, исследовала распады отрицательно заряженных пионов $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu} \gamma$ на лету. Геометрия установки позволяла исследовать этот процесс в широкой кинематической области, что не была изучена до сир пор. Такой анализ приводил к выводам, что эти результаты невозможно было интерпретировать оставаясь в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий и ее суперсимметричных расширений. Более того, как следует из нашего предыдущего анализа, псевдоскалярный кварковый ток не мог бы быть причиной этой аномалии, так как он также бы давал существенный вклад в двухчастичный распад пиона. *Скалярный* же кварковый ток, который не дает вклада в двухчастичный распад *псевдоскалярного* пиона по соображениям четности не дает вклада и в радиационный распад пиона.

Единственной возможностью объяснения этой аномалии остается наличие примеси новых тензорных токов, которые, как показано в данной главе, и приводят к самосогласованному ее объяснению при $f_T \sim 10^{-2}$. Кроме того, такое объяснение под-

крепляется еще и фактом, что отклонение от стандартной модели наблюдается только в определенной кинематической области высоких энергий γ -квантов $E_\gamma > 50$ МэВ и низких энергий электронов $E_e < 50$ МэВ. Так как в этой области был зарегистрирован дефицит событий, то он не мог иметь другого происхождения только как в результате деструктивной интерференции между стандартными и новыми взаимодействиями.

Естественно, что новое кварк-лептонное тензорное взаимодействие (30) будет также давать вклад как в ядерный β -распад так и в свободный распад нейтрона. Тщательный анализ экспериментальных данных показывает, что тензорное взаимодействие с константой $f_T \sim 10^{-2}$ не противоречит существующим экспериментам. Здесь интересно отметить, что интегрирование по электронному энергетическому спектру приводит к нулевому вкладу интерференционного члена с новым взаимодействием. Поэтому оно не изменяет спектра протона отдачи и не дает вклада во время жизни нейтрона. Результаты эксперимента *aSPECT* должны совпадать с предсказаниями стандартной модели. Это является особенным свойством нового тензорного взаимодействия, которое удивительным образом избегает своего прямого обнаружения, в отличие от наивного локального взаимодействия, на силу которого в литературе уже имеются много ограничений.

Наиболее прямым методом поиска проявления тензорных взаимодействий может явиться анализ энергетического спектра электронов в распаде мюона. Свободный от трудностей, связанных с учетом сильных взаимодействий, он может быть рассчитан практически с любой точностью. Распад мюона является основным процессом слабых взаимодействий. Константа Ферми G_F определяется из теоретической формулы для времени жизни мюона, полученной в рамках стандартной модели, и используется как основной параметр при анализе радиационных поправок электрослабых взаимодействий. Однако ее точность зависит от точности измерения основных параметров спектра

распада мюона, о чем очень часто забывают, и в настоящий момент неоправданно завышена.

Новые тензорные взаимодействия (28) приводят к новым параметрам в распаде мюона, которые раньше не учитывались при теоретическом анализе и экспериментальной обработке данных. Обычно предполагалось, что эффективное четырех-фермионное взаимодействие лептонов не зависит от импульсов. Однако так как оно возникает в результате обмена промежуточным бозоном с 4-импульсом q_m , то ничего не мешает ему зависеть от импульса передачи. Именно такой тип взаимодействий и порождают антисимметричные тензорные частицы.

В последнем параграфе представлены вычисления энергетического распределения и поляризации позитрона испущенного в результате распада поляризованного мюона в присутствии новых (псевдо)скалярных и тензорных взаимодействий, которые более чувствительны для экспериментального обнаружения, чем другие взаимодействия, включающие право-поляризованные нейтрино. Показано, как можно различить вклады от скалярного и тензорного взаимодействий. Например, в соответствии с анализом Мишеля, аномально большая поперечная компонента P_{T_1} означала бы наличие ненулевого параметра η и существования нового скалярного взаимодействия. В тоже время тензорное взаимодействие также приводит к аналогичному вкладу в P_{T_1} и поэтому эти два вклада невозможно различить в этом случае.

Однако скалярное и тензорное взаимодействия приводят к различным энергетическим распределениям для изотропной части позитронного спектра, а его анизотропная часть содержит дополнительный вклад только из-за интерференции между тензорным и обычным $V - A$ взаимодействиями. Поэтому одновременный анализ энергетических распределений и поляризаций позитрона может дать информацию о типе новых взаимодействий. Такой анализ очень актуален на сегодняшний день, так как предсказания, сделанные в диссертации, могут быть прове-

рены в ближайшем будущем на текущих экспериментах в PSI и TRIUMF на уровне, по крайней мере, 3σ .

В седьмой главе рассмотрена непосредственная проверка предложенного расширения стандартной модели в экспериментах прямого рождения и детектирования киральных бозонов на адронных коллайдерах, таких как Tevatron в Fermilab и LHC в CERN. Адронные коллайдеры благодаря своей огромной энергии в системе центра масс и своим относительно компактным размерам все еще остаются основным инструментом открытия очень тяжелых частиц.

Целью настоящей главы является описание новых сигнатур резонансного рождения тяжелых *киральных* бозонов единичного спина и их распадов, которые пока не являются широко известными и коренным образом отличаются от сигнатур для калибровочных бозонов. Чтобы сделать наши предсказания более определенными мы предложили простую количественную модель расширения стандартной модели, которая полностью фиксирует массы киральных бозонов

$$M_{U^\pm} \approx 509 \text{ ГэВ}, \quad M_{U^0} \approx 719 \text{ ГэВ}, \quad (33)$$

$$M_{T^0} \approx 1017 \text{ ГэВ}, \quad M_{T^\pm} \approx 1137 \text{ ГэВ}, \quad (34)$$

и их взаимодействия с кварками и лептонами в заряженном

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^C = & \frac{g}{2} (\bar{u}\sigma^{\alpha\beta}d_R + \bar{\nu}\sigma^{\alpha\beta}e_R) \left(\hat{\partial}_\alpha \mathcal{U}_\beta^+ + \sqrt{3} \hat{\partial}_\alpha \mathcal{T}_\beta^+ \right) \\ & + g (\bar{u}\sigma^{\alpha\beta}d_L) \left(\hat{\partial}_\alpha \mathcal{U}_\beta^+ - \frac{1}{\sqrt{3}} \hat{\partial}_\alpha \mathcal{T}_\beta^+ \right) + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (35)$$

и нейтральном

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^N = & \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{d}\sigma^{\alpha\beta}d + \bar{\ell}\sigma^{\alpha\beta}\ell) \hat{\partial}_\alpha T_\beta^R \\ & + i \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{d}\sigma^{\alpha\beta}\gamma^5 d + \bar{\ell}\sigma^{\alpha\beta}\gamma^5 \ell) \hat{\partial}_\alpha T_\beta^I \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{\frac{2}{3}} g (\bar{u} \sigma^{\alpha\beta} u) \hat{\partial}_\alpha U_\beta^R, \\
& + i \sqrt{\frac{2}{3}} g (\bar{u} \sigma^{\alpha\beta} \gamma^5 u) \hat{\partial}_\alpha U_\beta^I,
\end{aligned} \tag{36}$$

секторах.

Из-за смешивания в массовой матрице физические состояния заряженных киральных бозонов представляются двумя ортогональными комбинациями $\mathcal{U}_\alpha^\pm = (\sqrt{3} U_\alpha^\pm + T_\alpha^\pm)/2$ и $\mathcal{T}_\alpha^\pm = (\sqrt{3} T_\alpha^\pm - U_\alpha^\pm)/2$, которые отвечают легкой и тяжелой массивным частицам, соответственно. В противоположность со случаем заряженных киральных бозонов нейтральные состояния T_α^0 and U_α^0 не смешиваются между собой, так как они взаимодействуют с различными типами *верхних* и *нижних* фермионов. CP нечетные состояния $T_\alpha^I = \sqrt{2} \text{Im} T_\alpha^0$ и $U_\alpha^I = \sqrt{2} \text{Im} U_\alpha^0$ также отщепляются от CP четных состояний $T_\alpha^R = \sqrt{2} \text{Re} T_\alpha^0$ и $U_\alpha^R = \sqrt{2} \text{Re} U_\alpha^0$ в CP симметричном случае, благодаря различным сохраняющимся квантовым числам.

Наиболее надежным способом регистрации рождения тяжелых промежуточных бозонов на адронных коллайдерах является поиск их практически бесфоновых распадов в лептоны. В связи с этим, интересно заметить, что лептонная относительная ширина распада легчайшего кирального бозона $\mathcal{B}(\mathcal{U} \rightarrow \ell \bar{\nu}) \simeq 2.1\%$ значительно меньше, чем для других бозонов $\mathcal{B}(W' \rightarrow \ell \bar{\nu}) \simeq 8.3\%$ и $\mathcal{B}(\mathcal{T} \rightarrow \ell \bar{\nu}) \simeq 6.3\%$. Это ведет к значительно меньшему их сечению рождения, наблюдаемого в лептонном канале. Сечение рождения калибровочного бозона W' с той же самой массой $M_{W'} = M_{\mathcal{U}} \approx 509$ ГэВ на адронном коллайдере Tevatron

$$\sigma_{W'}^{\text{Tev}} \times \mathcal{B}(W' \rightarrow \ell \bar{\nu}) \approx 0.82 \text{ pb}, \tag{37}$$

оказывается в 16/5 раза больше, чем для легчайшего кирального бозона

$$\sigma_{\mathcal{U}^\pm}^{\text{Tev}} \times \mathcal{B}(\mathcal{U} \rightarrow \ell \nu) \approx 0.26 \text{ pb}. \tag{38}$$

Этот факт означает, что регистрация легчайшего кирального

бозона является более трудной задачей, чем поиск новых калибровочных бозонов с той же самой массой.

Однако не только этот факт препятствует открытию новых киральных бозонов на сегодняшний день. Ведь сечение (38) все еще достаточно большое, чтобы остаться незамеченным на адронном коллайдере Tevatron. Здесь имеет место другое необычное и неожиданное свойство киральных бозонов, связанное с их аномальными взаимодействиями (35,36) с фермионами. Давайте сравним нормированные угловые распределения лептонов в результате распадов калибровочного W^-

$$\frac{dN_W}{d\Omega} = \begin{cases} \frac{3}{16\pi}(1 \mp \cos \theta^*)^2, & \lambda = \pm 1, \\ \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^*, & \lambda = 0, \end{cases} \quad (39)$$

и кирального U^\pm

$$\frac{dN_U}{d\Omega} = \begin{cases} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta^*, & \lambda = \pm 1, \\ \frac{3}{4\pi} \cos^2 \theta^*, & \lambda = 0, \end{cases} \quad (40)$$

бозонов, где θ^* угол вылета лептона по отношению к продольной оси в системе покоя распадающегося бозона и λ его спиральность.

Например, левополяризованный кварк d (из протона) взаимодействуя с правополяризованным антикварком \bar{u} (из антипротона) могут породить калибровочный бозон W^- с проекцией спина на направление протона в пучке -1 . Следовательно, лептоны распада будут распределены по закону $(1 + \cos \theta^*)^2$. В то время как рождение киральных бозонов возникает при взаимодействии кварка и антикварка с одинаковыми спиральностями, которое приводит к нулевой поляризации рожденного бозона и вперед-назад симметричному $\cos^2 \theta^*$ распределению лептонов.

Следует отметить, что поперечный импульс лептона $p_T = \sqrt{\hat{s}}/2 \sin \theta^*$, где $\hat{s} = (p_d + p_{\bar{u}})^2$, является основной измеряемой

наблюдаемой на адронных коллайдерах, в то время как продольный импульс по направлению пучка часто не может быть восстановлен, как и в нашем случае распада на лептон и нерегистрируемое нейтрино. Так как поперечный импульс лептона является инвариантом по отношению к продольным бустам вдоль направления пучка, распределения (39,40) выраженные через p_T сохраняются также и в лабораторной системе. Замена переменных в дифференциальном сечении от $\cos \theta^*$ к p_T^2

$$\frac{d \cos \theta^*}{dp_T^2} = -\frac{2}{\hat{s} \cos \theta^*} = -\frac{2}{\hat{s}} \left(\sqrt{1 - \frac{4p_T^2}{\hat{s}}} \right)^{-1} \quad (41)$$

ведет к кинематической сингулярности в крайней точке $p_T^2 = \hat{s}/4$, которая обуславливает хорошо известный якобиановский пик в распределении распада калибровочного бозона W по переменной поперечного импульса конечного лептона.

В противоположность этому кинематический полюс в распределении распада киральных бозонов сокращается динамическим множителем в матричном элементе и, более того, обращается в ноль в крайней точке $p_T^2 = \hat{s}/4$. Таким образом, распределение распада киральных бозонов имеет широкий гладкий горб с максимумом ниже кинематической крайней точки, вместо острого якобиановского пика в этой точке (Рис. 1).

Описанные выше особенности рождения киральных бозонов приводят к ослаблению ограничений, полученных на массы новых промежуточных бозонов из данных коллабораций CDF и D0. Более того, в диссертации приведены указания на наличие статически незначительных превышений в распределениях, которые проявляются в различных каналах и находятся в соответствии с предсказаниями модели. Поэтому одновременная их интерпретация может привести к статистически более значимому результату. Однако решающим тестом, обсуждаемой здесь модели, должно быть обнаружение пика при 1 ТэВ в дилептонном канале процесса Дрелла и Яна на адронном коллайдере ЛНС (Рис. 2).

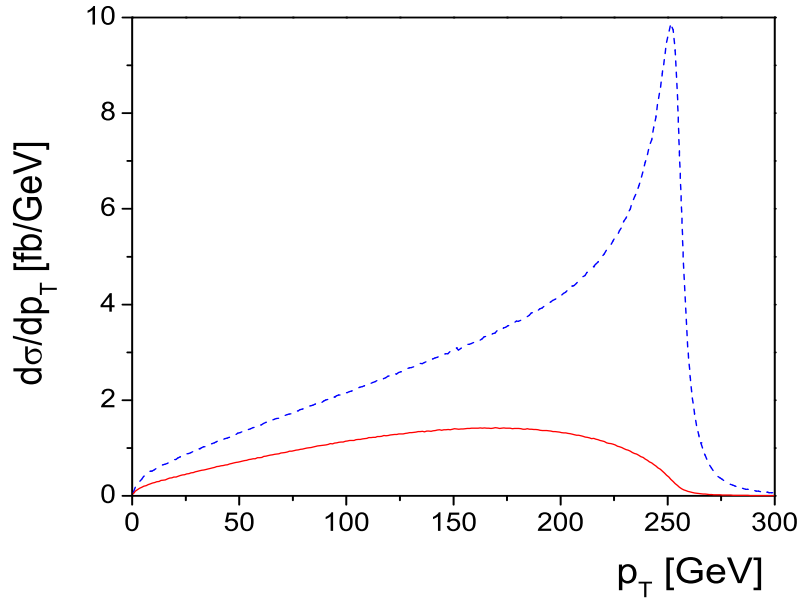


Рис. 1. Дифференциальные сечения для калибровочного W' (пунктирная) и для кирального U (сплошная) бозонов как функции поперечного импульса лептона.

Форма пика как функция инвариантной массы лептонной пары является той же самой как для калибровочных, так и для киральных бозонов, так как она возникает из брейт–вигнеровской формы пропагатора промежуточной частицы, вид которого является одинаковым как для калибровочных, так и для киральных бозонов в борновском приближении. Различие будет проявляться только в угловых распределениях лептонных пар, в частности, в распределениях по поперечным импульсам индивидуальных лептонов p_T . Вместо якобиановского пика для калибровочных бозонов при $p_T \simeq M_V/2$, в случае киральных

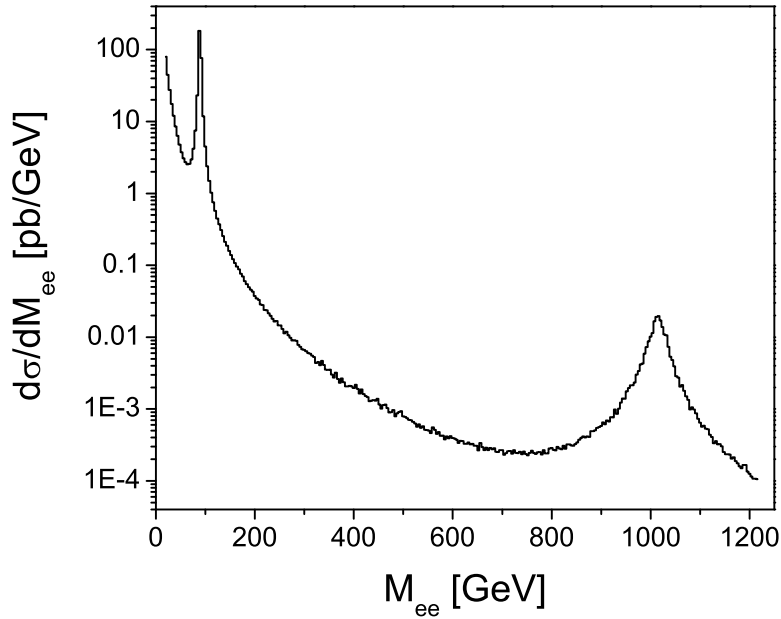


Рис. 2. Пики резонансного рождения калибровочного Z^0 и кирального T^0 бозонов в распределениях дифференциальных сечений в зависимости от инвариантной массы лептонной пары.

бозонов ожидается плавное горбообразное распределение ниже этой точки (см. Рис. 1).

Однако, чтобы полностью подтвердить предложенную модель, необходимо открыть также более тяжелые заряженные киральные бозоны из T дублета, массы которых достаточно тяжелы, чтобы они могли быть рождены на Tevatron. Благодаря своей очень высокой энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс 14 ТэВ и огромной светимости, все процессы на ЛНС будут иметь более высокие значения сечений и более

высокую частоту рождения частиц, чем на Tevatron. Поэтому, по нашим оценкам, для открытия резонансного рождения киральных бозонов в наиболее чистом, в смысле фона, лептонном канале на ЛНС при проектной пиковой светимости потребуется чуть больше одного дня набора статистики. Данное открытие, если, конечно, киральные бозоны с предсказанными константами связи и массами действительно существуют, должно состояться на ЛНС уже на начальной стадии калибровки детекторов при изучении распадов W и Z бозонов.

В заключении дана сводка основных результатов, полученных в диссертации, указаны приложения этих результатов и намечены ближайшие перспективы.

В приложениях обсуждаются более специализированные вопросы, которые были вынесены в конец диссертации без ущерба понимания работы при первом чтении.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. L. V. Avdeev and M. V. Chizhov “Antisymmetric Tensor Matter Fields. An Abelian Model”, Phys. Lett. B **321**, p. 212–218, 1994.
2. Л. В. Авдеев и М. В. Чижов “A Queer Reduction of Degrees of Freedom”, Письма ЭЧАЯ **2**, №1(124), с. 17–22, 2005.
3. В. Г. Кадышевский, М. Д. Матеев и М. В. Чижов “К вопросу о разности масс мюона и электрона”, ТМФ, **45**, с. 358–364, 1980.
4. M. V. Chizhov “Bogolubov’s Spontaneous Symmetry-Breaking

- Mechanism and the Higgs Phenomenon”, Phys. Lett. **104B**, p. 449–452, 1981.
5. M. V. Chizhov “A Grand Unified Model with Bogolubov’s Symmetry Breaking Mechanism”, Phys. Lett. **113B**, p. 159–161, 1982.
 6. М. В. Чижев “К вопросу об аномальных средних многокомпонентных полях”, ТМФ, **51**, с. 218–223, 1982.
 7. М. В. Чижев “Антисимметричные тензорные поля”, ЭЧАЯ, **26**, с. 1322–1372, 1995.
 8. A. V. Chizhov and M. V. Chizhov “On the Dynamic Origin of the Kinetic Terms”, Phys. Lett. **125B**, p. 190–192, 1983.
 9. M. V. Chizhov “Dynamic Origin of Wess–Zumino Massless Model”, VII International Conference on the Problems of Quantum Field Theory (Alushta, 1984), Preprint JINR E2-84-257, Dubna, 1984.
 10. М. В. Чижев “Боголюбовский механизм динамического нарушения симметрии и модели составных частиц”, Автореферат канд. диссертации, P2-82-112, Дубна, 1982.
 11. М. В. Чижев “К обоснованию критерия перенормируемости в квантовой теории поля”, Препринт ОИЯИ, P2-84-172, 1984.
 12. L. V. Avdeev and M. V. Chizhov “Dynamical Generation of Interaction in an Exactly Solvable Model”, Phys. Lett. **145B**, p. 397–399, 1984.
 13. L. V. Avdeev and M. V. Chizhov “Exact Solution of the Multiflavor Gross–Neveu Model”, Phys. Lett. **184B**, p. 363–368, 1987.

14. M. V. Chizhov “A New Mass Relation Among the Hadron Vector Resonances”, contributed paper to 20th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Rome, Italy, 23–28 July 2001, hep-ph/0107025.
15. M. V. Chizhov “New tensor particles from $\pi^- \rightarrow e^- \tilde{\nu} \gamma$ and $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ decays”, Mod. Phys. Lett. A **8**, p. 2753–2762, 1993.
16. M. V. Chizhov “On t -decay”, Phys. Lett. B **383**, p. 105–108, 1996.
17. M. V. Chizhov, D. P. Kirilova and T. V. Velchev “Antisymmetric Tensor Particles in the Early Universe”, Comptes Rendus de l’Académie bulgare des Sciences, Sofia, **48**, p. 25, 1995.
18. M. V. Chizhov and D. P. Kirilova “Is There A Cosmological Evidence For Additional Particles”, Astronomical and Astrophysical Transactions **3**, p. 205–210, 1998.
19. M. V. Chizhov “Could HERA results have been predicted from semileptonic meson decays”, hep-ph/9704409.
20. M. V. Chizhov “Search for Tensor Interactions in Kaon Decays at DAΦNE”, Phys. Lett. B **381**, p. 359–364, 1996.
21. M. V. Chizhov “New Tensor Interactions and the $K_L - K_S$ Mass Difference”, Preprint JINR E2-94-253 (hep-ph/9407237), Dubna, 1994.
22. M. V. Chizhov “On V_{ud} determination from neutron decay”, Preprint CERN-PH-TH/2004-113, hep-ph/0411098.
23. М. В. Чижов “Discovery of New Physics in Radiative Pion Decays?”, Письма ЭЧАЯ **2**, №4(127), с. 7–16, 2005.
24. M. V. Chizhov “On the CVC Problem in τ -decay”, hep-ph/0311360.

25. M. V. Chizhov “Predictions for energy distribution and polarization of the positron from the polarized muon decay”, Preprint CERN-PH-TH/2004-080, hep-ph/0405073.
26. M. V. Chizhov “New Tensor Interactions in μ Decay”, Mod. Phys. Lett. A **9**, p. 2979–2985, 1994.
27. M. V. Chizhov “Production of new chiral bosons at Tevatron and LHC”, hep-ph/0609141.
28. M. V. Chizhov “Heavy chiral bosons search at hadron colliders”, arXiv:0705.3944 [hep-ph].
29. M. V. Chizhov “The ILC Energy Requirements from the Constraints on New Boson Production at the Tevatron”, arXiv:0709.2411 [hep-ph].
30. M. V. Chizhov “Tensor Excitations in Nambu – Jona-Lasinio Model”, hep-ph/9610220.
31. M. V. Chizhov “On Two Kinds of Vector Particles”, Preprint CERN-TH-2000-248, hep-ph/0008187.
32. М. В. Чижев “Vector meson couplings to vector and tensor currents in extended NJL quark model”, Письма ЖЭТФ **80**, с. 81–85, 2004.
33. М. В. Чижев “On the CVC violation in weak decays”, ЯФ **70**, с. 123–126, 2007.
34. M. V. Chizhov “On the Muon Decay Parameters”, hep-ph/9612399.
35. M. V. Chizhov “New Interactions in the Radiative Pion Decay”, hep-ph/0310203.
36. DELPHI Collaboration “A Study of the Lorentz Structure in Tau Decays”, Eur. Phys. J. C **16**, p. 229–252, 2000.