

Ш-614

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-91-368

ШИМКОВИЦ

Федор

УДК 539.165.2

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ДВУХНЕЙТРИННОГО
И БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО
БЕТА РАСПАДА ЯДЕР

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1991

Актуальность проблемы.

Все, что мы сегодня знаем о взаимодействии элементарных частиц, описывается так называемой стандартной теорией, которая включает единую теорию электромагнитного слабого взаимодействия Глэшоу-Вайнберга-Салама (ГВС) и квантовую хромодинамику. Теория электрослабого взаимодействия ГВС основана на спонтанно нарушенной калибровочной группе $SU(2)_L \times U(1)$, где $SU(2)_L$ - группа слабого изоспина и $U(1)$ - группа слабого гиперзаряда (индексом L характеризуется V - A структура слабых заряженных токов). Как известно, в минимальном варианте стандартной теории электрослабого взаимодействия (правые компоненты полей нейтрино не входят в лагранжиан, поля Хиггса образуют дублеты), массы нейтрино равны нулю. Несмотря на большой успех стандартной теории при описании существующих экспериментальных фактов, ее нельзя считать завершенной теорией. К этому, в частности, приводят следующие заключения: а) В стандартной теории слишком много фундаментальных параметров. б) Стандартная теория не отвечает на вопрос о том, почему существуют три поколения фундаментальных фермионов. в) Стандартная теория не является единой теорией всех известных нам взаимодействий (слабого, электромагнитного, сильного и гравитационного).

В настоящее время активно развивается много путей выхода за рамки стандартной модели. Одним из этих путей является развитие моделей Великого объединения сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий. Это, например, модель $SU(5)$ и $SO(10)$ симметричная модель, в которых предполагается несохранение лептонного и барионного заряда. Заметим, что большинство этих моделей требует, чтобы нейтрино было майорановской частицей с ненулевой массой. Существующие экспериментальные данные по сохранению лептонного и барионного заряда, по измерению массы нейтрино и смешивания

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико математических наук
доктор физико математических наук

М. Гмитро
С.М. Биленький

Официальные опоненты:

доктор физико математических наук
доктор физико математических наук

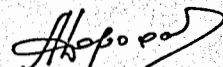
В.Б. Беляев
С.А. Фаянс

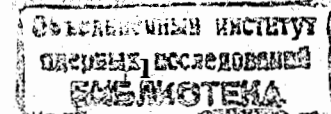
Ведущее научно исследовательское учреждение
Институт ядерных исследований АН СССР, г. Москва

Защита диссертации состоится "___" _____ 1991 г.
на заседании Специализированного совета К 047.01.01
лаборатории теоретической физики Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна, Московская область.

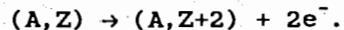
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ
Автореферат разослан "___" _____ 1991г.

Ученый секретарь совета
кандидат физико - математических наук


А.Е. Дброхов

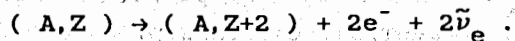


нейтрино не свидетельствуют о каком то большом отклонение от стандартной теории. Уникальной проверкой закона сохранения лептонного заряда и существования майорановской массы нейтрино является исследование процесса безнейтринного двойного бета распада ядер ($2\beta 0\nu$ -распад)



Экспериментально определена лишь нижняя граница для периода полураспада данного процесса. Наблюдение $2\beta 0\nu$ -распада представляло бы первый выход за рамки стандартной теории и означало бы следующее: Во-первых лептонный заряд не сохраняется, и, во-вторых нейтрино является майорановской частицей с ненулевой массой. В настоящее время $2\beta 0\nu$ -распад является наиболее критическим экспериментом к существованию майорановской массы нейтрино и подтверждения гипотезы о существовании правых токов.

Возможны и другие моды двойного бета распада ядер, в частности, это двухнейтринный двойной бета распад ($2\beta 2\nu$ -распад):



являющийся процессом второго порядка по константе Ферми G_F^2 , в котором сохраняется лептонный заряд. Он происходит независимо от того, имеет нейтрино массу или нет, и является ли оно частицей Дирака или Майорана. В современном понимании $2\beta 2\nu$ -распад интересен сам по себе, в виду своей исключительной редкости и, кроме того, предоставляет возможность проверить правильность ядерных структурных вычислений, используемых при вычислении ядерных матричных элементов процессов $2\beta 2\nu$ -распада, $2\beta 0\nu$ -распада и других.

Ограничения на массу нейтрино и параметры правых токов, которые можно получить из данных по $2\beta 0\nu$ -распадам ядер, довольно сильно зависят от вычисления ядерных матричных элементов (ЯМЭ).

Недавний прогресс в вычислениях ЯМЭ 2β -распада был

достигнут с помощью квазичастично-дырочных вычислений в методе случайных фаз (QRPA-вычисления). Однако полученные результаты оказались предельно чувствительными к выбору величины q_{pp} , связанной с частично-частичной компонентой остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия. Величины ЯМЭ в пределе допустимых значений q_{pp} проходят через нуль. Следовательно, в рамках QRPA метода вычислений ЯМЭ, получаем только нижние границы для периодов $2\beta 2\nu$ -полураспадов.

В связи с выше сказанным, актуальной является разработка новых методов вычисления ЯМЭ 2β -распада и учет всех возможных эффектов, которые могут повлиять на их величину.

Цель работы.

- 1) Разработать новый метод вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада.
- 2) Вычислить период полураспада процесса $2\beta 2\nu$ -распада ядра ^{48}Ca и сравнить его с существующими экспериментальными данными.
- 3) Рассмотреть вклад слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада в случае обмена легких и тяжелых майорановских нейтрино.
- 4) Провести вычисления $2\beta 0\nu$ -распада ядра ^{48}Ca и из экспериментальных данных получить ограничение на эффективный фактор массы легких майорановских нейтрино

$$\langle m \rangle = \sum_k (U_{ek}^L)^2 \xi_k m_k,$$

где U_{ek}^L - матрица смешивания нейтрино, ξ_k - С четность поля Майорана и m_k - массы легких нейтрино ($m_k < 1 \text{ MeV}$), и на фактор

$$\eta = \sum_k (U_{ek}^L)^2 \frac{m_p}{M_k},$$

содержащий массы тяжелых майорановских нейтрино ($M_k > 5 \text{ GeV}$). Здесь m_p - масса протона.

Научная новизна и ценность работы.

В диссертации впервые показано, что в импульсном приближении (без учета нуклон - нуклонного взаимодействия) оператор ЯМЭ $2\beta 2\nu$ - распада равен нулю. Следовательно, двухчастичный оператор данного матричного элемента в S - матричном подходе определен вкладом соответствующих мезон обменных диаграмм Фейнмана процесса $2\beta 2\nu$ - распада.

Предложен новый метод вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ - распада, который не требует построения спектра промежуточного состояния ядра. Приведенную схему вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ - распада можно применить и для исследования процессов $2\beta 0\nu$ - распада, перезарядки пионов на ядрах и других пион ядерных процессов, которые требуют построения спектра промежуточного ядра.

Впервые рассмотрен вклад слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада в теориях с левыми токами, а также в случае обмена легких и тяжелых майорановских нейтрино. Получена верхняя оценка на эффективный фактор массы легких нейтрино $\langle m \rangle$ и на фактор η_N , содержащий массы тяжелых нейтрино.

Апробация работы.

Результаты, представленные в диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, на семинарах математико-физического факультета Университета им. Коменского (Братислава); на международной конференции " Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei " (Монреаль, 1989); на XL Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Ленинград, 1990), на международной школе " Физика слабых взаимодействий при низких энергиях " (Дубна, 1990), и на 14-ой Еврофизической конференции по ядерной физике " Rare Nuclear Decays and Fundamental Processes " (Братислава, 1990).

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 8 работ в советской и зарубежной печати.

Объем работы.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, четырех приложений. Объем диссертации - 112 страниц машинописного текста, 4 рисунка, 7 таблиц. Список библиографии содержит 116 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации. В частности, рассмотрена проблема природы нейтрино (Дирак или Майорана), массы нейтрино и правые токи в калибровочных теориях. Обсуждены моды безнейтринного, двухнейтринного бета распада и мода двойного бета распада с испусканием нейтральной голдстоуновской частицы, Майорона. Приведены существующие экспериментальные данные по измерению двойного бета распада ядер для данных мод распадов. Рассмотрена зависимость амплитуды $2\beta 0\nu$ - распада от массы нейтрино, исходя из наиболее общей формы эффективного гамильтониана β -распада, включающего и правые токи. Приведены верхние ограничения на фактор $\langle m \rangle$, вычисленный разными авторами с использованием различных моделей, из данных по $2\beta 0\nu$ - распадам некоторых ядер. Приведено верхнее ограничение на фактор η_N . Рассмотрены другие явления, исследование которых дает нам информацию о массе нейтрино. Рассмотрены три типа нейтринного массового члена лагранжиана: а) дираковский массовый член; б) Майорановский массовый член; в) дираковский и майорановский

массовый член. Рассмотрена диагонализация майорановского массового члена, дираковского и майорановского массового члена а также некоторые частные случаи, представляющие интерес при изучении $2\beta 0\nu$ -распада. Обсуждена проблема вычисления ЯМЭ двойного бета распада, сформулирована цель работы и кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава посвящена проблеме вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада.

В § 1 рассмотрено современное состояние проблемы вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада. Приводятся ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада, используемые в современных вычислениях ширины $2\beta 2\nu$ -распада ядер. Прояснена природа теоретических оценок вероятностей $2\beta 2\nu$ -распада в рамках квазичастично-дырочных вычислений в методе случайных фаз. Вычислительная схема амплитуды $2\beta 2\nu$ -распада переформулирована так, что построение спектра состояний промежуточного ядра не требуется. Показано, что операторы входящие в ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада имеют вид не одновременных коммутаторов ядерных адронных токов, и что в импульсном приближении они обращаются в ноль. Следовательно показано, что их можно рассматривать как операторы мезонного обменного тока, где мезонные обмены индуцируются ядерным гамильтонианом H .

В § 2 предложен новый метод вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада. В этом методе оператор входящий в ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада разложен в ряд одновременных коммутаторов ядерного гамильтониана и слабых ядерных токов. Ряду коммутаторов в стандартном подходе вычислений ЯМЭ соответствует сумма по состояниям промежуточного ядра. Показано, что для специальной формы ядерного гамильтониана H содержащего центральную часть нуклон-нуклонного взаимодействия и кулоновское взаимодействие нуклонов, ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада могут быть вычислены в замкнутом виде. Соответствующая форма ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада содержит двухнуклонный оператор простого вида, который пригоден для проведения численных расчетов. Необходимо только знать волновые функции начального и конечного ядра и эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие

в ядре. Проведено сравнение с методом предложенным Ч.Р. Чингом, Т.С. Го и К.Р. Ву, который также основан на вычислении коммутаторов ядерного гамильтониана и слабых ядерных токов.

В § 3 в рамках предложенного метода вычислены ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада ядра ^{48}Ca . В расчетах используется эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие (Парижский потенциал), и три типа волновых функций начального и конечного ядра, вычисленные в разных конфигурационных пространствах ядерных оболочек. Проведено сравнение значений вычисленных ЯМЭ с величинами, полученными в методе использующем полноту состояний промежуточного ядра. Показано, что в случае вычислений с волновыми функциями (тип I, II), вычисление которых ограничивалось $0f_{7/2}$ оболочкой, имеется хорошее согласие результатов обоих подходов. Показано, что в случае вычислений с волновыми функциями (тип III), когда используется более широкое пространство $0f-1p$ ядерных оболочек, имеется сильное подавление величины ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада. Эта величина близка к вычисленной В.А. Ходелем в рамках теории конечных ферми систем. Вычисленные нижнее и верхнее значения периода полураспада $2\beta 2\nu$ -распада ядра ^{48}Ca равны 1.9×10^{19} лет и 8.2×10^{20} лет, соответственно. Экспериментальное ограничение на период полураспада равно 3.6×10^{19} лет.

Вторая глава посвящена изучению вклада слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада в случае обмена легкими майорановскими нейтрино.

В § 1 рассмотрена амплитуда $2\beta 0\nu$ -распада в теориях с левыми токами и приведены ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада, которые используются в современных вычислениях оценок на эффективный фактор массы нейтрино $\langle m \rangle$.

В § 2 впервые рассмотрен вклад слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада. В S -матричном подходе вычислены соответствующие ЯМЭ. Псевдоскалярный формфактор учитывался с помощью гипотезы о частичном сохранении аксиального тока.

В § 3 вычислены ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада для перехода $^{48}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{48}\text{Ti}(0^+)$. Показано, что вкладом слабого магнитного нуклонного взаимодействия в амплитуде $2\beta 0\nu$ -распада ядра ^{48}Ca можно пренебречь, и что учет псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в процессе $2\beta 0\nu$ -распада ^{48}Ca уменьшает значение соответствующего ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада на 15–40 %. Путем сравнения экспериментальных и теоретических значений периодов полураспада получено верхнее ограничение на фактор массы нейтрино

$$\langle m \rangle < 76 \text{ eV}, 70 \text{ eV}, 23 \text{ eV},$$

в случае вычислений с волновыми функциями типа I, II, III, соответственно. Без учета этих членов нуклонного взаимодействия найдено

$$\langle m \rangle < 47 \text{ eV}, 45 \text{ eV}, 20 \text{ eV}.$$

Третья глава посвящена изучению вклада слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада в случае обмена тяжелыми майорановскими нейтрино.

В § 1 рассмотрена возможность, когда основной вклад в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада определен вкладом тяжелых майорановских нейтрино. Поставлена задача рассмотреть вклад слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада. Предложено учитывать эффект конечных размеров нуклонов с помощью феноменологических формфакторов и формфакторов, вычисленных в модели кофайнированных кварков (МКК).

В § 2 написана амплитуда $2\beta 0\nu$ -распада в случае обмена тяжелыми нейтрино. Приведены аналитические формы слабых нуклонных формфакторов, и формфакторов вычисленных в МКК. Продемонстрировано качественное согласие обоих типов формфакторов. Для данных типов формфакторов вычислены двухчастичные операторы соответствующих ЯМЭ.

В § 3, ЯМЭ, приведенные в § 2 вычислены для ядерного перехода $^{48}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{48}\text{Ti}(0^+)$. Из сравнения величин ЯМЭ,

которые имеют свое происхождение в разных членах нуклонного взаимодействия видно, что слабое магнитное и псевдоскалярное нуклонное взаимодействие играют существенную роль в вычислениях $2\beta 0\nu$ -распада ядра ^{48}Ca в случае обмена тяжелых майорановских нейтрино. Расчеты показывают, что, вследствие взаимной компенсации вкладов от различных членов нуклонного взаимодействия в амплитуде $2\beta 0\nu$ -распада, величины ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада чувствительны к малым отличиям обоих типов формфакторов. Вычислены ограничения на фактор η_N .

В заключении сформулированы основные результаты, выдвигаемые на защиту.

В приложении А приведены сведения о поле Майорана, квантами которого являются нейтральные частицы со спином 1/2.

В приложении Б излагается способ вычисления в рамках оболочечной модели ЯМЭ, содержащих двухнуклонные операторы для перехода $^{48}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{48}\text{Ti}(0^+)$.

В приложении В рассмотрена полевая формулировка гипотезы о частичном сохранении аксиально-векторного тока.

В приложении Г приведены Фурье-преобразования некоторых операторов, содержащих формфакторы нуклонов, из импульсного в координатное представление.

Основные результаты диссертации, выдвигаемые на защиту

- 1) Впервые показано, что в импульсном приближении (без учета нуклон-нуклонного взаимодействия) оператор ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада равен нулю. Следовательно, основной вклад в амплитуду $2\beta 2\nu$ -распада в S - матричном подходе определен мезонными обменными диаграммами $2\beta 2\nu$ -распада.
- 2) Предложен новый метод вычисления ЯМЭ $2\beta 2\nu$ -распада, который не требует построения спектра промежуточных состояний ядра.
- 3) В рамках предложенного метода вычислен период полураспада $2\beta 2\nu$ -распада ядра ^{48}Ca . Результаты

чувствительны к выбору волновых функций начального и конечного ядра. Вычисленное нижнее и верхнее значение периода полураспада равны 1.9×10^{19} лет и 8.2×10^{20} лет, соответственно.

- 4) Впервые рассмотрен вклад слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в амплитуду $2\beta 0\nu$ -распада в теориях с левыми токами.
- 5) Показано, что учет псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в процессе $2\beta 0\nu$ -распада ядра ^{48}Ca в случае легких нейтрино уменьшает значение соответствующего ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада на 15–40 %. Следовательно, получены менее строгие ограничения на эффективный фактор массы нейтрино $\langle m \rangle$.
- 6) Показано, что учет слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в процессе $2\beta 0\nu$ -распада ядра ^{48}Ca с обменом тяжелых нейтрино существенно уменьшает значение ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада (в 2–20 раз). В следствие взаимной компенсации вкладов от векторного, аксиального, слабого магнитного и псевдоскалярного нуклонного взаимодействия в ЯМЭ $2\beta 0\nu$ -распада, результаты чувствительны к малым отличиям использованных феноменологических формфакторов и формфакторов, вычисленных в модели МКК.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Šimkovic F. Two neutrino mode of double beta decay: Effect of $p_{1/2}$ -wave states of emitted electrons. -Czech.J.Phys., 1988, v. B38, p. 731–740.
2. Šimkovic F. A new method of the calculation of the two-neutrino double beta decay amplitudes. -JINR Rapid Communications, 1989, v. 39, p. 21–29.
3. Гмитро М., Шимковиц Ф. Новое в теории двойного бета-распада. -Изв. АН СССР, 1990, т. 54, стр. 1780–1786.
4. Gmitro M., Kamalov S.S., Ovchinnikova A.A., Šimkovic F. Radiative muon capture on ^{12}C . -Proc. Int. Symp. on Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, ed. P.

Depommier (Editions Frontieres, Singapore), 1989, p. 633–635.

5. Gmitro M., Kamalov S.S., Šimkovic F., Ovchinnikova A.A. Ordinary and radiative muon capture on ^{12}C . -Nucl.Phys., 1990, v. A507, p. 707–714.
6. Šimkovic F., Gmitro M. Where do we stand with the calculations of the two neutrino double beta decay rates? -JINR preprint E4-89-330, 1989, p. 6.
7. Šimkovic F., Gmitro M. A new method of the calculation of the two neutrino double beta decay nuclear matrix elements. -Proc. Int. Conf. on Low Energy Weak Interactions(LEWI 90), Dubna , 1990, p. 258–264.
8. Šimkovic F. The role of the nucleon weak magnetism and pseudoscalar coupling in the neutrinoless double beta decay. -Proc. 14th EPS Conf. on Nuclear Physics: Rare Nuclear Decays and Fundamental Processes, ed. P. Povinec (World Scientific, Singapore), 1990, p. 91–97.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 августа 1991 года.