

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

---

*На правах рукописи*

*Буткевич Анатолий Викторович*

**Квазиупругое взаимодействие нейтрино с ядрами и  
измерение параметров нейтринных осцилляций**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва–2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте ядерных исследований РАН

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук,  
академик РАН

*В. М. Лобашев*

доктор физико-математических наук

*С. А. Сидоров*

доктор физико-математических наук

*А. И. Студеникин*

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное унитарное предприятие

“Государственный научный центр Российской Федерации” - Институт физики высоких энергий ГНЦ ИФВЭ

Защита диссертации состоится «            » \_\_\_\_\_ 2010 г. в \_\_\_\_\_ час. на заседании Диссертационного совета Д 002.119.01 Учреждения Российской академии наук Института ядерных исследований РАН по адресу: 117312 Москва, проспект 60-летия Октября, дом 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Института ядерных исследований РАН.

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

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

*Б. А. Тулунов*

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность проблемы.

Физика нейтрино играет уникальную роль в исследованиях свойств слабых взаимодействий. Но еще важнее то, что изучение свойств нейтрино является одним из направлений, которые могут привести к расширению Стандартной Модели. Особенно это стало очевидным благодаря результатам экспериментов с атмосферными, солнечными, реакторными и ускорительными нейтрино, где было установлено, что нейтрино осциллируют. Одно из простых объяснений этого явления - нейтрино, рождённое в определённом слабом состоянии  $\nu_\alpha$  (нейтрино с определённым ароматом:  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), имеет массу и является суперпозицией собственных состояний нейтрино  $\nu_i$ . Гипотеза о возможности смешивания нейтрино была предложена Б. М. Понтекорво, З. Маки, М. Накагава и С. Саката.

Собственные массовые состояния нейтрино  $\nu_i, i=1,2,3$  имеют определённые массы  $m_i$ , причём  $m_1 \neq m_2 \neq m_3$ , и слабые состояния  $\nu_\alpha$  могут быть представлены в виде суперпозиции массовых состояний  $\nu_\alpha = \sum U_{\alpha i} \nu_i$ . Элементы матрицы смешивания Понтекорво-Маки-Накагава-Саката  $U_{\alpha i}$  являются функциями трёх углов смешивания  $\theta_i$  и фазы нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе. Эффекты осцилляций зависят от разностей квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$  и значений  $\theta_i$ . Из экспериментов с атмосферными и ускорительными нейтрино следует, что на уровне  $3\sigma$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} \geq 0.92$  и  $2.1 \cdot 10^{-3} \leq |\Delta m_{23}^2| \leq 2.76 \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>. Из совместного анализа данных экспериментов с реакторными и солнечными нейтрино было получено, что  $0.75 \leq \sin^2 2\theta_{12} \leq 0.89$  и  $7.4 \cdot 10^{-5} \leq \Delta m_{12}^2 \leq 8.5 \cdot 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup>, а из данных с реакторными и атмосферными нейтрино следует, что  $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.18$ . В тоже время, ос-

осцилляционные эксперименты ничего не говорят об абсолютном значении массы нейтрино.

Данные о нейтринных массах и углах смешивания все еще остаются не полными и их уточнение позволит существенно сузить выбор моделей, претендующих на описание механизма генерации масс лептонов. Имеется еще ряд важных вопросов, которые следует адресовать будущим осцилляционным экспериментам, а именно: а) насколько мал угол смешивания  $\theta_{13}$ , б) каковы точные значения  $\theta_{23}$  и  $\Delta m_{23}^2$ , в) нарушается ли, и как сильно CP-инвариантность в лептонном секторе, г) является ли иерархия масс нейтрино прямой, т. е.  $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ , или обратной?

В настоящее время большинство экспериментов по изучению осцилляций нейтрино проводится или планируется проводить с ускорительными дальними нейтрино (long base-line neutrino oscillation experiments). Для уменьшения статистической ошибки до 1% используются пучки нейтрино высокой интенсивности, а чтобы уменьшить систематическую ошибку используют два детектора, один из которых находится на близком расстоянии от источника нейтрино.

В экспериментах с дальними нейтрино значение  $\Delta m^2$  может быть определено из измерений зависимости вероятности выживания мюонных нейтрино как функции энергии нейтрино  $\varepsilon_\nu$  на расстояния  $L$  от источника до детектора нейтрино. Вероятность выживания  $\nu_\mu$ , в зависимости от  $\varepsilon_\nu$ , определяется как отношение измеренного на дальнем детекторе спектра событий (по энергии нейтрино) к ожидаемому, в отсутствие осцилляций, спектру событий. Эффект осцилляций приводит к появлению минимума в наблюдаемом на дальнем детекторе спектре событий. Его положение зависит от  $\Delta m^2$  как  $E_{min} \sim \Delta m^2 L$ , а глубина осцил-

ляционного минимума определяется значением угла смешивания  $\sin^2 2\theta$  и вкладом фоновых событий. Таким образом, если детектор находится на расстоянии  $L \approx (300 - 800)$  км от источника, а ожидаемое значение  $\Delta m_{23}^2 \approx (2 - 3) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ , то  $E_{min} \approx (0.6 - 2.5)$  ГэВ будет наиболее чувствительна к эффектам  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилляций. Исходя из этих соображений, пучок нейтрино на ускорителе формируется таким образом, чтобы максимум в спектре нейтрино приходился на энергию  $\varepsilon_{max} \approx E_{min}$ .

В этих экспериментах статистические неопределённости ( $\leq 3\%$ ) становятся пренебрежимы по сравнению с систематическими ошибками. Важнейшими источниками систематических неопределённостей являются неопределённости в потоках и спектрах нейтрино, в сечениях взаимодействия нейтрино с веществом детектора, в эффективности регистрации и отбора необходимого типа событий, а также в методах восстановления энергии нейтрино.

Сечения взаимодействия нейтрино с ядрами ( $\nu A$ - взаимодействие) используются уже на стадии моделирования нейтринных детекторов. Кроме того, они необходимы при восстановлении потока и спектра нейтрино на ближнем детекторе и для вычисления ожидаемого распределения событий на дальнем детекторе. Таким образом, неопределённости в нейтринных сечениях в области энергий меньше нескольких ГэВ являются одной из ключевых проблем для прецизионных измерений значений параметров осцилляций.

Как уже отмечалось, в экспериментах с дальними нейтрино используются пучки, спектры которых имеют максимум при энергиях меньших, чем 3.5 ГэВ. В области энергий до 2 ГэВ основной вклад в сечение  $\nu A$ - взаимодействия дает процесс квазиупругого рассеяния (КУ) нейтрино

на связанных в ядре нуклонах. Поэтому во многих экспериментах эти события выбираются в качестве полезных (сигнальных) событий.

Сечения квазиупругого взаимодействия (анти)нейтрино (полные и дифференциальные по  $Q^2$ , где  $Q^2$  - квадрат переданного 4-х импульса) измерялись на свободных нуклонах, лёгких и тяжёлых мишенях. Эти данные имеют большие статистические и систематические ошибки от 20% до 40%.

Процессы квазиупругого рассеяния лептонов на свободных нуклонах в настоящее время хорошо изучены. В случае взаимодействия нейтрино с ядрами описание процесса КУ рассеяния значительно усложняется. Нуклоны в ядре находятся в связанных состояниях и, из-за фермиевского движения, имеют импульсное распределение. Кроме того, выбитые нуклоны взаимодействуют с остаточным ядром (взаимодействие в конечном состоянии) и могут поглощаться в ядре. Ядерные эффекты изменяют квазиупругие дифференциальные сечения и уменьшают полные сечения на нуклон, по сравнению с сечениями рассеяния на свободном нуклоне. Фермиевское движение нуклонов увеличивает неопределённость в восстановленной энергии нейтрино по импульсу и углу рассеяния мюона.

Современные генераторы нейтринных событий (программы, использующие метод Монте-Карло для моделирования нейтринных взаимодействий) используют релятивистскую модель фермиевского газа нуклонов (RFGM - relativistic Fermi gas model). В рамках этой модели были получены аналитические выражения для дифференциальных инклюзивных сечений рассеяния лептонов на ядрах. По мере накопления данных в экспериментах по  $eA$ -рассеянию стало ясно, что точность расчётов в рамках модели фермиевского газа нуклонов (ферми-газ модель) сильно зависит

от переданного импульса  $|\mathbf{q}|$  или  $Q^2$ . При малых переданных импульсах  $|\mathbf{q}| < 2p_F$  эта модель переоценивает инклюзивные сечения в максимуме квазиупругого пика и разница увеличивается с уменьшением  $|\mathbf{q}|$ . Аналогичная ситуация наблюдается и в квазиупругом взаимодействии нейтрино. В литературе эта проблема получила название “проблемы малых значений  $Q^2$ ”.

Для описания эксклюзивных  $e + A \rightarrow e' + N + (A - 1)$  процессов в настоящее время используется релятивистская модель искаженных волн в импульсном приближении (RDWIA-relativistic distorted-wave impulse approximation). В рамках этой модели развито несколько подходов, которые отличаются методами вычисления волновой функции нуклона в конечном состоянии. Если пренебречь взаимодействием нуклонов в конечном состоянии, то волновая функция выбитого нуклона будет плоской волной. Такое приближение в нерелятивистском случае называется плоско-волновым импульсным приближением (PWIA- plane-wave impulse approximation).

**Целью работы** является вычисление сечений процессов квазиупругого взаимодействия нейтрино с ядрами углерода и кислорода в рамках модифицированной релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении, которая наиболее точно описывает ядерные эффекты, а также оценка систематической ошибки восстановления энергии нейтрино в КУ событиях, связанной с фермиевским движением нуклонов и теоретическими неопределённостями в описании ядерных эффектов. Для этого необходимо:

1. Проверить точность сечений, вычисленных в рамках RFGM модели, по данным о сечениях КУ рассеяния электронов и нейтрино на

ядрах.

2. Разработать метод, позволяющий в рамках RDWIA модели учесть эффекты NN-корреляций в основном состоянии ядер при вычислении инклюзивных и полных сечений рассеяния лептонов с ядрами.
3. Адаптировать RDWIA модель к расчетам сечений процессов квазиупругого взаимодействия (анти)нейтрино с ядрами.
4. Вычислить эксклюзивные, инклюзивные и полные сечения квазиупругого взаимодействия нейтрино с ядрами углерода и кислорода.
5. Разработать метод восстановления энергии нейтрино в квазиупругих событиях, с учетом импульсного распределения нуклонов в ядре.
6. Показать, что эффективность критериев отбора квазиупругих нейтринных событий и точность восстановления энергии нейтрино в этих событиях зависят от моделей, используемых для описания ядерных эффектов в  $\nu A$ - рассеянии.

### Научная новизна работы.

1. Предложен вариант релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении для вычисления инклюзивных и полных сечений процессов квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах. Впервые в этом подходе сечения были вычислены с учетом коррелированных на коротких расстояниях состояний нуклонов с большими относительными импульсами и энергиями связи в основном состоянии ядра мишени и с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром. Данный метод позволяет вычислять полные сечения квазиупругого рассеяния (анти)нейтрино на ядрах, вплоть до энергий нейтрино 3 ГэВ.

2. Впервые было предложено использовать данные о приведённых сечениях  $eA$  рассеяния для тестирования моделей, применяемых при описании ядерных эффектов в КУ рассеянии нейтрино. В настоящее время, в отсутствии данных о сечениях нейтринной эксклюзивной реакции, этот метод является единственным критерием оценки точности расчёта сечений  $(\nu, lN)$  канала.
3. Впервые было исследовано влияние ядерных эффектов на форму  $d\sigma/dQ^2$  инклюзивного сечения квазиупругого взаимодействия нейтрино с ядрами и определена область  $Q^2 > 0.2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, где эти эффекты минимальны.
4. Впервые было показано, что инклюзивные сечения  $d\sigma/dQ^2$  для КУ  $\nu^{12}\text{C}$  рассеяния, вычисленные в рамках релятивистской модели искажённых волн в импульсном приближении, согласуются с данными в области малых значений  $Q^2 < 0.2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, т. е. решена проблема малых  $Q^2$ .
5. Впервые было показано, что полные сечения квазиупругого рассеяния (анти) нейтрино на нейтрон/протон, вычисленные в RDWIA приближении для ядер кислорода оказались меньше, чем на ядрах углерода. Они отличаются, примерно, на 10% при учете нуклонных корреляций в ядре-мишени и на 5%, когда предполагается, что все нуклоны находятся на оболочках. Эффект  $NN$ - корреляций уменьшает полное сечение на нуклон также, как и взаимодействие нуклонов в конечном состоянии.
6. Предложен новый метод для восстановления энергии нейтрино в квазиупругих событиях по измеренному импульсу и углу рассеяния мюона, учитывающий импульсное распределение нуклонов в ядре.

7. Изучена зависимость неопределённостей восстановления энергии нейтрино по квазиупругим событиям от методов восстановления энергии и моделей, используемых для описания ядерных эффектов в квазиупругих процессах рассеяния. Показано, что результаты зависят от ядерных моделей.

### Научная значимость и практическая ценность.

В диссертации проведено детальное сравнение сечений квазиупругих процессов, вычисленных в модели ферми-газа, с данными по рассеянию электронов на ядрах. Показано, что эта модель, которая широко используется в генераторах квазиупругих нейтринных событий, не в состоянии правильно описывать эксклюзивные сечения, а при малых переданных импульсах и инклюзивные спектры вторичных лептонов. В качестве альтернативы, предлагается использовать RDWIA приближение с учетом эффектов  $NN$ -корреляций в основном состоянии ядер. Эта модель хорошо описывает данные о сечениях  $eA$  и  $\nu A$ - рассеянии, в том числе, и в области малых значений  $Q^2$ . Кроме того, была оценена минимальная неопределённость в восстановлении энергии нейтрино, связанная с ядерными эффектами, которая может быть достигнута при анализе квазиупругих событий.

Практическая ценность работы заключается в том, что модифицированный вариант RDWIA модели описывает процессы КУ рассеяния лептонов на ядрах в области энергий нейтрино  $\varepsilon_\nu < 3$  ГэВ гораздо точнее, чем модель фермиевского газа нуклонов. Поэтому её использование в генераторах нейтринных событий позволит уменьшить систематические ошибки нейтринных осцилляционных экспериментов. В рамках этой модели предложен метод вычисления вклада  $NN$ -корреляций в инклю-

живные и полные сечения процессов квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах. Также показана возможность использования данных о приведенных сечениях рассеяния электронов на ядрах для проверки сечений КУ рассеяния нейтрино. Предложен более точный метод восстановления энергии нейтрино, который учитывает фермиевское движение нуклонов в ядре.

**На защиту выносятся следующие основные результаты:**

1. Релятивистская модель искаженных волн в импульсном приближении была обобщена и на процессы квазиупругого рассеяния нейтрино на ядрах. Получены выражения для ядерных тензоров эксклюзивной реакции рассеяния (анти)нейтрино заряженным и нейтральным током с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром.
2. Вариант релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении для вычисления инклюзивных и полных сечений процессов квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах. В этом подходе сечения были вычислены с учетом коррелированных на коротких расстояниях состояний нуклонов с большими относительными импульсами и энергиями связи в основном состоянии ядра мишени и с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром.
3. Измеренные приведенные сечения рассеяния электронов на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  хорошо описываются в рамках RDWIA модели и с точностью до кулоновских поправок совпадают с приведенными сечениями рассеяния нейтрино, вычисленными в этом приближении. Их можно использовать для тестирования моделей, применяемых для

описания ядерных эффектов в КУ рассеянии нейтрино. В настоящее время, в отсутствии данных о сечениях нейтринной эксклюзивной реакции, этот метод является единственным критерием оценки точности расчета сечений  $(\nu, lN)$  канала.

4. Эксклюзивные, приведенные, инклюзивные и полные сечения квазиупругого рассеяния электронов и (анти)нейтрино на ядрах углерода и кислорода были вычислены в нерелятивистском плосковолновом импульсном приближении, в рамках релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении и в модели фермиевского газа нуклонов.
5. Анализ влияния ядерных эффектов на форму  $Q^2$ -распределения показал, что в области  $0.3 < Q^2 < 1.2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> эти эффекты малы и практически одинаковы в RFGM и RDWIA моделях при рассеянии (анти)нейтрино с энергиями выше 1 ГэВ на <sup>12</sup>C. Следовательно, значения аксиальной массы нуклона, полученные из анализа формы  $Q^2$ -распределения в этой области переданных  $Q^2$ , будут слабо зависеть от ядерных эффектов.
6. Метод для оценки энергии нейтрино в квазиупругих событиях по измеренным значениям импульса и угла рассеяния мюона, который позволяет учесть импульсное распределение связанных в ядре нуклонов и оценить точность восстановленной энергии в каждом событии.
7. Результаты анализа неопределённостей восстановления энергии нейтрино кинематическим и калориметрическим методами позволили оценить минимальную неопределённость, которая может быть достигнута при анализе квазиупругих событий. Показано,

что эти результаты являются модельно зависимыми и неопределённость в энергии, восстановленной в модели ферми-газа без учета импульса связанных в ядре нуклонов, оказывается заниженной при энергиях нейтрино меньше, чем 1 ГэВ. В тоже время, этот подход широко используется при анализе данных. Точность восстановления энергии нейтрино калориметрическим методом при определенных условиях может оказаться выше, чем точность кинематического метода, и она не является модельно зависимой.

**Личный вклад автора** Вклад автора в полученные результаты является определяющим.

**Апробация диссертации.** Основные результаты, полученные в диссертации, были доложены в 2004-2009 годах на научных семинарах ОЛВЭНА ИЯИ РАН, в Нейтринном отделе Национальной лаборатории им. Э. Ферми (Фермилаб, США, 2007, 2008, 2009), на рабочих совещаниях нейтринных коллабораций MINERvA и NOvA (Фермилаб, США, 2007, 2008, 2009); на Международных школах "Neutrino physics at accelerator" (Дубна, 2008, 2009), "Sub-Dominant Oscillation Effects in Atmospheric Neutrino Experiment" (ICRC, Япония, 2004), "Neutrino-Nucleus Interaction in Few-GeV Region" (NuInt7), (Фермилаб, США, 2007), а также в качестве пленарного доклада на Научной сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий", (ИФВЭ, Протвино, 2008).

**Публикации.** По результатам диссертации опубликовано 10 работ.

**Структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав основного текста, заключения и 2 приложений. Общий объем диссертации 205 страниц, в том числе 45 рисунков и список литературы из

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается современное состояние исследований нейтринных осцилляций. Дается краткое описание методик экспериментов с дальними нейтрино для измерения параметров нейтринных осцилляций и обосновывается актуальность темы. Объясняются задачи и описываются методы, использованные в работе. Отмечается научная новизна, практическая и научная значимость её результатов, дается краткое описание содержания диссертации, указывается, где была апробирована диссертация.

В первой главе дается описание формализма эксклюзивных и инклюзивных процессов квазиупругого взаимодействия лептонов на ядрах и обсуждаются теоретические неопределённости, связанные с описанием этих процессов.

В разделе 1.1 рассматривается феноменология процесса квазиупругого рассеяния электронов на ядрах и приводятся, в общем виде, выражения для сечения эксклюзивной  $A(e, e'N)B$  реакции

$$\frac{d^5\sigma^{(el)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_x} = R \frac{|\mathbf{p}_x| \varepsilon_x \varepsilon_f \alpha^2}{(2\pi)^3 \varepsilon_i Q^4} L_{\mu\nu}^{(el)} W^{\mu\nu(el)}, \quad (1)$$

и сечения инклюзивного рассеяния.

$$\frac{d^3\sigma^{(el)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{\varepsilon_f \alpha^2}{\varepsilon_i Q^4} L_{\mu\nu}^{(el)} \bar{W}^{\mu\nu(el)}, \quad (2)$$

где  $R$  - коэффициент отдачи остаточного ядра,  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_f$  - энергии налетающего и рассеянного лептонов,  $\mathbf{p}_x, \varepsilon_x$  - импульс и энергия выбитого нуклона,  $\Omega_f$  и  $\Omega_x$  - телесные углы рассеяния вторичного лептона и выбитого нуклона,  $\alpha = 1/137$  - постоянная тонкой структуры,  $L^{(el)}$  - лептонный

тензор для электромагнитного взаимодействия, а  $W^{(el)}$  и  $\bar{W}^{(el)}$  - ядерные электромагнитные тензоры эксклюзивного и инклюзивного процессов.

Обобщение этого формализма на процессы квазиупругого рассеяния нейтрино на ядрах дано в разделе 1.2. Получен общий вид выражений для ядерных тензоров эксклюзивной  $(\nu, \mu(\nu)N)$  реакции рассеяния (анти)нейтрино заряженным и нейтральным токами с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром. Сечение эксклюзивного

$$\frac{d^5\sigma^{(cc)(nc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_x} = R \frac{|\mathbf{p}_x| \varepsilon_x |\mathbf{k}_f|}{(2\pi)^5 \varepsilon_i} \frac{\tilde{G}^{2(cc)(nc)}}{2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu(cc)(nc)}, \quad (3)$$

и инклюзивного

$$\frac{d^3\sigma^{(cc)(nc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{|\mathbf{k}_f|}{\varepsilon_i} \frac{\tilde{G}^{2(cc)(nc)}}{2} L_{\mu\nu} \bar{W}^{\mu\nu(cc)(nc)} \quad (4)$$

процессов рассеяния нейтрино, где  $\tilde{G}^{(cc)} = G \cos \theta_c$ ,  $\tilde{G}^{(nc)} = G$ ,  $G = 1.16639 \times 10^{-11} \text{ МэВ}^{-2}$  - константа слабого взаимодействия,  $\theta_c$  - угол Каббиво, а  $W^{(cc)(nc)}$  и  $\bar{W}^{(cc)(nc)}$  - ядерные тензоры эксклюзивного и инклюзивного процессов взаимодействия нейтрино заряженным и нейтральным током. Для эксклюзивных процессов ядерный тензор определяется как билинейное произведение матричных элементов операторов ядерного тока  $J_\mu^{(el)(cc)(nc)}$  для начального ядерного состояния  $|A\rangle$  и конечного состояния адронной системы  $|B_f \mathbf{p}_x\rangle$

$$W_{\mu\nu}^{(el)(cc)(nc)} = \sum_f \langle B_f \mathbf{p}_x | J_\mu^{(el)(cc)(nc)} | A \rangle \langle A | J_\nu^{(el)(cc)(nc)\dagger} | B_f \mathbf{p}_x \rangle \quad (5)$$

Выражение для приведенных сечений КУ рассеяния электронов и нейтрино на ядрах имеет вид

$$\sigma_{red} = \frac{d^5\sigma^{(el)(cc)(nc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f d\Omega_x} / K^{(el)(cc)(nc)} \sigma_{lN}^{(el)(cc)(nc)}, \quad (6)$$

где  $K^{(el)} = R|\mathbf{p}_x|\varepsilon_x/(2\pi)^3$  и  $K^{(cc)(nc)} = R|p_x|\varepsilon_x/(2\pi)^5$ , а  $\sigma_{lN}$  - элементарное сечение рассеяния лептона на свободном нуклоне, нормированное на единичный поток. В плоско-волновом приближении эти сечения есть ни что иное, как импульсное распределение связанных в ядре нуклонов. Поэтому они должны быть одинаковыми для рассеяния электронов и нейтрино с точностью до кулоновских поправок, которые искажают волновую функцию налетающего электрона в поле ядра мишени.

В разделе 1.3 приведены выражения для дифференциальных сечений квазиупругого рассеяния электронов и нейтрино на свободных движущихся и покоящихся нуклонах, а также для элементарных сечений этих процессов. Рассматриваются различные представления электромагнитного и векторного слабого токов, которые в случае рассеяния на свободном нуклоне являются эквивалентными и связаны между собой преобразованием Гордона.

Данные о поведении нуклонных форм-факторов как функций  $Q^2$  рассматриваются в разделе 1.4. Обсуждается точность различных аппроксимаций форм-факторов Сакса для протонов и нейтронов и неопределённости в параметризации аксиального форм-фактора. Обычно для аксиального форм-фактора используют дипольную параметризацию, в которой аксиальная масса нуклона  $M_A$  является свободным параметром.

В разделе 1.5 рассматриваются теоретические неопределённости, связанные с описанием адронных токов нуклонов, находящихся на вне массовой поверхности. Описывается метод де Фореста для экстраполяции  $\gamma(W, Z)N$ -вершинных функций на вне массовую поверхность. Обсуждаются неопределённости, обусловленные выбором представлений электромагнитного и векторного слабого токов, а также различные *ad hoc*

методы сохранения векторных токов и их калибровки.

**Вторая глава** посвящена моделям, которые используются для описания ядерных эффектов в процессах квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах.

В разделе 2.1 кратко рассматривается подход, основанный на модели невзаимодействующих частиц, который приводит к оболочечной структуре ядра и импульсному приближению при описании процессов рассеяния лептонов на ядрах. В этом приближении предполагается, что виртуальный фотон (бозон) взаимодействует с одним нуклоном. Остальные нуклоны будут вести себя как зрители. В рамках этого подхода ядерный ток может быть записан как сумма одночастичных токов связанных в ядре нуклонов. Такое приближение применимо при рассмотрении процессов квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах при переданных импульсах  $|\mathbf{q}| > 200$  МэВ/с, когда длина волны виртуального фотона (бозона) меньше, чем расстояние между нуклонами в ядре.

Матричный элемент однонуклонного тока для  $A(l, l'N)B$  реакции имеет общий вид

$$\langle p, B | j^\mu | A \rangle = \int d^3r \exp(i\mathbf{t} \cdot \mathbf{r}) \bar{\Psi}^{(-)}(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \Gamma^\mu \Phi(\mathbf{r}), \quad (7)$$

где  $\mathbf{t}$  - переданный импульс в системе покоя остаточного ядра,  $\Gamma^\mu$  - вершинная функция нуклона, а  $\Psi^{(-)}$  - обращенная по времени волновая функция вылетающего нуклона. Функцию перекрытия  $\Phi$  между начальным и конечным ядерными состояниями называют волновой функцией связанного нуклона. Теперь проблема вычисления ядерных тензоров сводится к вычислению волновых функций связанного и вылетающего нуклонов, а также к вычислению вершинных функций  $\Gamma^\mu$  нуклона, находящегося на вне массовой поверхности.

В разделе 2.2 рассматривается релятивистский подход в приближении среднего поля для описания ядерной системы. В рамках этой модели нуклоны взаимодействуют друг с другом посредством обмена мезонами. Полное теоретико-полевое описание такой системы является нетривиальной проблемой. Поэтому используется приближение, в котором операторы мезонных полей заменяются на их средние значения. Теперь роль мезонных полей сводится к потенциалам, а нуклоны ведут себя как невзаимодействующие частицы в среднем поле. Кроме того, полагается, что вклад нуклонных состояний с отрицательной энергией компенсируется вкладом вакуума, т. е. поляризацией вакуума пренебрегают (Д.Валечка (1974)). Такой подход называется релятивистской моделью среднего поля. В рамках этого подхода получают систему уравнений Дирака для волновых функций нуклонов и уравнений Клейна-Гордона для мезонных полей, которые являются источниками скалярного и векторного потенциалов в уравнениях Дирака.

В разделе 2.3 рассматривается феноменологическая модель структуры ядра, в которой большая часть нуклонов расположена на оболочках, а остальные нуклоны находятся в коррелированных состояниях. Такой подход базируется на реалистичном описании нуклон-нуклонного взаимодействия. Особенности этого взаимодействия приводят к появлению новых свойств волновых функций нуклонов, которые не описываются в рамках модели независимых частиц, в частности, к возникновению коррелированных состояний нуклонов на коротких расстояниях. В таких состояниях могут находиться два и более нуклона. В литературе они называются нуклон-нуклонными корреляциями на коротких расстояниях. Предполагается, что нуклоны, находящиеся в коррелированных состоя-

ниях, образуют NN пары на коротких расстояниях.

В коррелированной NN паре нуклоны могут иметь большие относительные импульсы  $p_m > p_F$ , а полный импульс центра масс пары мал, так как ядро находится в основном состоянии. Энергия связи нуклонов в коррелированном состоянии  $\epsilon > 60$  МэВ, а их импульсное распределение коррелирует с распределением по энергии. В данной работе используется феноменологическая модель, в которой распределение нуклонов по импульсу и энергии определяется вкладом нуклонов, находящихся на оболочках и в коррелированных NN парах. Приводятся выражения для импульсного и энергетического распределения нуклонов в парах.

В разделе 2.4 дается описание моделей нерелятивистского и релятивистского плоско-волнового импульсного приближения, в которых взаимодействием нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром пренебрегается. В этом случае волновая функция выбитого нуклона является плоской волной, и поэтому такое приближение называется плоско-волновым приближением. В релятивистском подходе дифференциальное сечение  $A(l, l'N)$  в реакции можно представить в виде суммы вкладов состояний связанного в ядре нуклона с положительной и отрицательной энергиями и вклада, обусловленного интерференцией этих состояний. В нерелятивистском приближении учитываются только вклады состояний нуклона с положительной энергией. Дифференциальное сечение эксклюзивной реакции с учетом нерелятивистской кинематики можно записать в виде произведения элементарного сечения взаимодействия лептона с нуклоном и спектральной функции связанных нуклонов, которая описывает их распределение по импульсу и энергии.

В разделе 2.5 дается подробное описание релятивистской модели ис-

каженных волн в импульсном приближении. В рамках этой модели релятивистская волновая функция вылетающего нуклона вычисляется с учетом его взаимодействия с остаточным ядром. Используется формализм многоканального рассеяния в приближении связанных каналов для  $N + B$  взаимодействия. Волновая функция нуклона вычисляется как решение уравнений Дирака с феноменологическими оптическими потенциалами, параметры которых зависят от энергии вылетающего нуклона и массового числа  $A$  ядра-мишени. Эти потенциалы являются комплексными, и их реальная часть описывает упругое рассеяние нуклонов, а мнимая - неупругое взаимодействие нуклонов в ядре. Уравнения Дирака сводятся к уравнению второго порядка для верхней компоненты спинора вылетающего нуклона. Оно похоже на уравнение Шрёдингера с центральным и спин-орбитальным потенциалами, которые выражаются через оптические потенциалы. При решении этого уравнения используется разложение волновой функции нуклона по парциальным волнам. В заключении этого раздела дается краткое описание эффективного импульсного приближения, которое используется для учета искажения волновой функции налетающего электрона в кулоновском поле ядра.

В разделе 2.6 приводится описание метода вычисления инклюзивных сечений рассеяния лептонов с учетом вклада  $NN$  пар и взаимодействия нуклонов в конечном состоянии с остаточным ядром. В настоящее время, в рамках релятивистской модели искаженных волн с комплексными потенциалами, не удастся последовательно и самосогласовано описать эффекты взаимодействия нуклонов в конечном состоянии в инклюзивных реакциях, и поэтому используются различные предположения. В тоже время, метод функций Грина позволяет одинаковым образом опи-

сывать эти эффекты с использованием комплексных оптических потенциалов, как в эксклюзивных, так и в инклюзивных процессах. При этом, в эксклюзивных процессах мнимая часть потенциала ответственна за поглощение нуклонов в ядре, а в инклюзивных процессах, где учтены все конечные состояния нуклона, она описывает перераспределение вкладов эксклюзивных процессов между каналами. Оказалось, что инклюзивное сечение  $(l, l'N)$  канала, вычисленное с действительными потенциалами, практически совпадает с инклюзивным сечением квазиупругой  $(l, l')$  реакции, вычисленным методом функции Грина с комплексными потенциалами. Поэтому, в RDWIA приближении инклюзивные сечения лептон-ядерных взаимодействий вычисляются как инклюзивные сечения  $(l, l'N)$  реакции, без учета неупругого взаимодействия нуклона в конечном состоянии, т. е. с действительными оптическими потенциалами.

**В третьей главе** представлены результаты расчётов эксклюзивных, приведенных, инклюзивных и полных сечений квазиупругого рассеяния лептонов на ядрах углерода и кислорода. Сечения были вычислены в плоско-волновом импульсном приближении, в релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении, а также в рамках модели фермиевского газа нуклонов.

В разделе 3.1 приводится краткое описание программы LEA (Linear Expansion Analysis) и исходных данных, которые использовались в расчётах. В разделе 3.2 представлены результаты расчётов дифференциальных сечений  $(l, l'N)$  реакции и приведённых сечений для рассеяния электронов и нейтрино на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в сравнении с экспериментальными данными. Ядра углерода и кислорода довольно часто используются в экспериментах по рассеянию электронов. Процессы  $^{12}\text{C}(e, e'p)$  исследо-

вались в JLab и Saclay, а сечения реакции  $^{16}\text{O}(e, e'p)$  измерялись в JLab, Saclay и НИКНЕР при энергиях электронов  $0.5 \leq \varepsilon_i \leq 2.5$  ГэВ. Показано, что результаты расчета в RDWIA приближении хорошо согласуются с данными, а приведенные сечения для рассеяния электронов и нейтрино совпадают с точностью до кулоновских поправок. Для примера, на рисунке 1 представлены, вычисленные в RDWIA и RFGM приближениях, приведенные сечения реакции  $^{12}\text{C}(e, e'p)$  для рассеяния электронов на нуклонах, находящихся в  $1s_{1/2}$ ,  $1p_{3/2}$  и  $1s_{1/2} + 1p_{3/2}$  состояниях как функции импульса  $p_m$ . Также показаны сечения, измеренные в эксперименте JLab (2003) при энергии пучка электронов  $\varepsilon_i = 2.445$  ГэВ и  $Q^2 = 0.6$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. При использовании релятивистской модели фермиевского газа нуклонов не удастся правильно описать данные о дифференциальных и приведённых сечениях  $(l, l'N)$  реакции. Сечения, вычисленные в рамках этой модели, оказываются завышенными и не описывают наблюдаемую зависимость от импульса связанных в ядре нуклонов.

В разделе 3.3 обсуждается точность расчета эксклюзивных сечений, выполненных в рамках модели искаженных волн. Показано, что неопределённость в результатах связана, главным образом, с волновыми функциями связанных нуклонов и параметризациями оптических потенциалов. При этом нормировка в сечениях меняется в пределах  $\pm 15\%$ .

В разделе 3.4 приводятся результаты расчетов инклюзивных сечений рассеяния электронов на ядрах углерода и кислорода в сравнении с экспериментальными данными. Положение максимумов в сечениях, вычисленных в рамках PWIA и RFGM моделей, сдвинуты в сторону больших значений  $\omega$  - переданных энергий, относительно максимумов в измеренных сечениях. Кроме того, ферми-газ модель переоценивает сечения

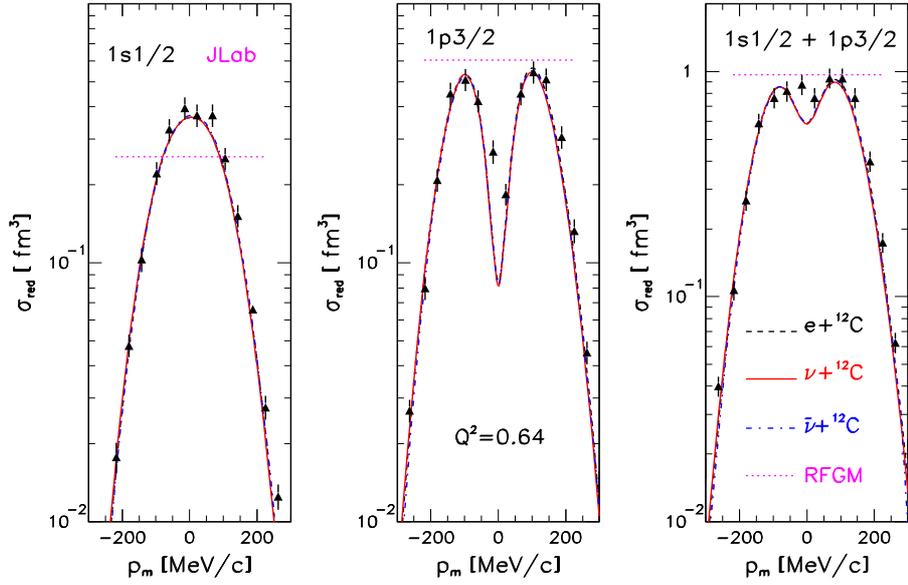


Рис. 1. Сравнение результатов расчета в RDWIA модели приведенных сечений рассеяния электронов, нейтрино и антинейтрино на ядрах углерода. Сечения представлены как функции импульса связанного нуклона  $p_m$ . Пунктирные кривые соответствуют сечениям, вычисленным в модели ферми-газа.

в области максимума. Положение максимумов в измеренных и вычисленных в RDWIA подходе сечениях хорошо совпадает, а в максимуме разница между ними не превышает  $\pm 12\%$ . Учёт вклада высокоимпульсной компоненты связанных нуклонов приводит к увеличению инклюзивных сечений в области  $\omega > \omega_{qe}$ , что улучшает согласие с данными. На рисунке 2 представлены инклюзивные сечения  $^{12}\text{C}(e, e')$  реакции как функции переданной энергии  $\omega$ , которые были измерены в экспериментах SLAC(1974), Saclay(1983) и JLab(1993). Также на этом рисунке представлены результаты расчетов в PWIA, RDWIA и RFGM приближениях при кинематических условиях этих экспериментов.

Анализируется точность расчетов инклюзивных сечений, вычисленных в рамках RDWIA и RFGM моделей. Для этого сравниваются значения измеренных и вычисленных сечений в максимуме при  $\omega = \omega_{qe}$  и определяется относительная разница между вычисленными  $\sigma_{cal}$  и изме-

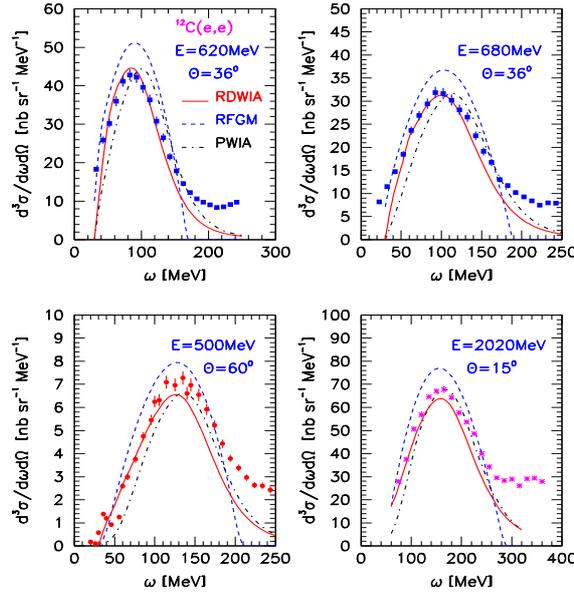


Рис. 2. Зависимость инклюзивных сечений рассеяния электронов на  $^{12}\text{C}$  от переданной энергии  $\omega$ . Представлены данные SLAC (квадрат), Saclay (круг) и JLab (звезда). Сечения вычислены в RDWIA, PWIA и RFGM приближениях.

ренными  $\sigma_{data}$  сечениями  $\Delta = (\sigma_{cal} - \sigma_{data})/\sigma_{data}$  как функция переданного импульса  $|\mathbf{q}|$ , который соответствует  $\omega_{qe}$  и фиксированному углу рассеяния  $\theta_e$ . Анализ проводился для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ . Показано, что модель фермиевского газа переоценивает сечения при  $\omega = \omega_{qe}$  и разница уменьшается с ростом  $|\mathbf{q}|$ .

Инклюзивные сечения  $d\sigma/d\omega$  и  $d\sigma/dQ^2$  для рассеяния (анти)нейтрино заряженным и нейтральным током на  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  представлены в разделе 3.5. Как и в случае рассеяния электронов, в области максимума сечения  $d\sigma/d\omega$ , вычисленные в модели ферми-газа, превышают сечения, вычисленные в RDWIA приближении. С ростом энергии налетающего (анти)нейтрино различие в сечениях уменьшается. В области  $Q^2 < 0.2$  (ГэВ/с) $^2$  инклюзивные сечения  $d\sigma/dQ^2$ , вычисленные в рамках модели релятивистского фермиевского газа нуклонов, также превышают сечения, полученные в модели искаженных волн. Показано, что

вклад высокоимпульсной компоненты связанных нуклонов становится существенным в области малых значений  $Q^2$ .

В разделе 3.6 приведены результаты расчетов полных сечений квазиупругого рассеяния (анти)нейтрино на ядрах углерода и кислорода в сравнении с экспериментальными данными и результатами других расчетов. Анализ полных сечений показал, что при энергиях нейтрино ниже 1 ГэВ, результаты сильно зависят от моделей, которые используются для описания ядерных эффектов. В частности, сечения, вычисленные в модели ферми-газа, оказались больше, чем сечения, полученные в RDWIA приближении. С другой стороны, экспериментальные данные имеют большие систематические ошибки порядка 20% ÷ 40%. Взаимодействия нуклонов в конечном состоянии и эффекты коррелированных NN пар приводят к уменьшению сечения. С ростом энергии взаимодействия ядерные эффекты ослабевают. Кроме того, показано, что полные сечения рассеяния (анти)нейтрино на нейтрон/протон, вычисленные в RDWIA приближении для ядер кислорода оказались меньше, чем на ядрах углерода. Они отличаются, примерно, на 10% при учете нуклонных корреляций в ядре-мишени и на 5%, когда предполагается, что все нуклоны находятся на оболочках. Аналогичные сечения, вычисленные в рамках модели ферми-газа, оказались одинаковыми. Отношение полных сечений КУ рассеяния (анти)нейтрино на кислороде и углероде  $R(\varepsilon_i) = (\sigma_{tot}^O)_{nucl}/(\sigma_{tot}^C)_{nucl}$ , где  $(\sigma_{tot}^i)_{nucl}$  - сечение на нейтрон/протон для  $i$ -го ядра, показано на рисунке 3, как функция энергии (анти)нейтрино.

В разделе 3.7 исследуется влияние ядерных эффектов на форму  $Q^2$ -распределения и показано, что в области  $0.3 < Q^2 < 1.2$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> эти эффекты малы и, практически, одинаковы в RFGM и RDWIA приближении.

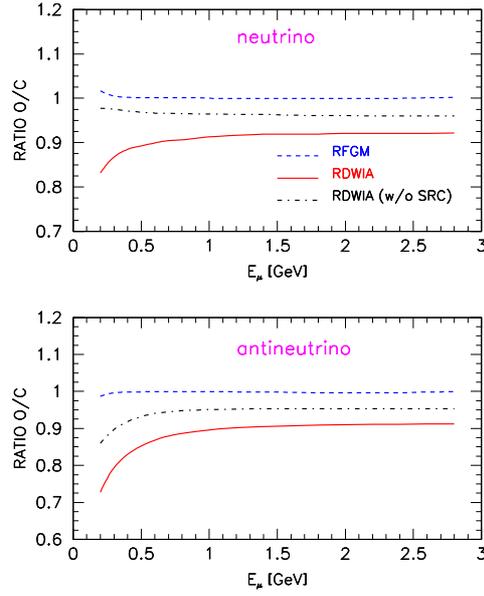


Рис. 3. Отношение полных сечений на нейтрон/протон  $R = O/C$  для квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино (верхний рисунок) и антинейтрино (нижний рисунок) на  $^{16}\text{O}$  и  $^{12}\text{C}$ , как функция энергии нейтрино. Отношения показаны для сечений, вычисленных в RDWIA и RFGM приближениях. Результат, полученный в RDWIA приближении без учета вклада коррелированных NN пар, показан штрихпунктирными кривыми (RDWIA w/o SRC).

ях при рассеянии (анти)нейтрино с энергиями выше 1 ГэВ на  $^{12}\text{C}$ . Вычисленные инклюзивные сечения  $d\sigma/dQ^2$  (усреднённых по спектру нейтрино в пучке) хорошо согласуются с данными эксперимента MiniBooNE (2009), полученными на углероде в области  $Q^2 < 0.2$  (ГэВ/с) $^2$ , где они, практически, не зависят от значений аксиальной массы нуклона и определяются, главным образом, эффектами взаимодействия нуклона в конечном состоянии. Результаты расчетов в RDWIA приближении с  $M_A = 1.37$  МэВ, и в RFGM приближении с  $M_A = 1.36$  МэВ представлены на рисунке 4 в сравнении с данными MiniBooNE (2009).

Таким образом, в рамках релятивистской модели искажённых волн удастся решить проблему малых  $Q^2$ , которая, на самом деле, является проблемой для модели фермиевского газа нуклонов. Из анализа данных эксперимента MiniBooNE были получены значения аксиальной массы

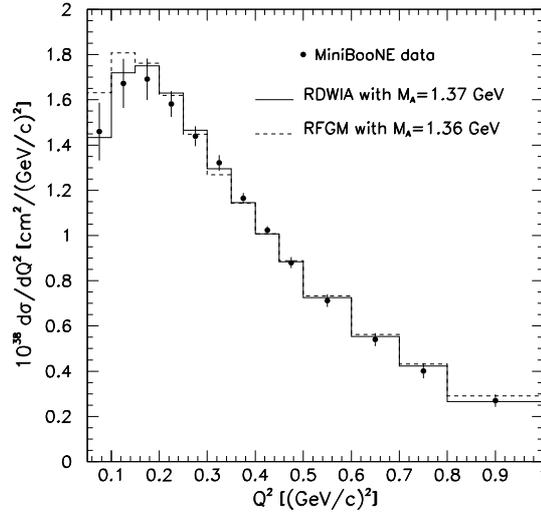


Рис. 4. Усредненное по спектру нейтрино сечение  $\langle d\sigma/dQ^2 \rangle$ , как функция  $Q^2$ . Сечения вычислены в RDWIA (сплошная гистограмма и  $M_A = 1.37$  МэВ) и RFGM (штриховая гистограмма и  $M_A = 1.36$  ГэВ) приближениях. Представлены данные MiniBooNE (2009).

нуклона  $M_A = 1.37 \pm 0.05$  ГэВ.

**Четвёртая глава** посвящена проблеме восстановления энергии нейтрино в квазиупругих событиях. В этой главе описываются кинематический и calorиметрический методы восстановления энергии и оценивается их точность.

В разделе 4.1 описана методика регистрации квазиупругих нейтринных событий в различных детекторах и показано, что критерии отбора двухтрековых квазиупругих событий зависят от моделей, используемых для описания ядерных эффектов. Следовательно, и эффективность регистрации этих событий, также как и эффективность обрезания фоновых событий, являются модельно-зависимыми, что приводит к дополнительным систематическим ошибкам в данных.

В разделе 4.2 приводится подробное описание кинематического метода восстановления энергии нейтрино по измеренным значениям импульса

и угла рассеяния мюона. Анализируется область применения выражения для энергии нейтрино, полученного в предположении, что оно рассеивается на покоящемся нуклоне. Эта формула широко используется при анализе данных. Предложен метод средней энергии, который позволяет при восстановлении энергии нейтрино учесть импульсное распределение нуклонов в ядре и оценить точность восстановления энергии в каждом событии.

В разделе 4.3 исследуется зависимость неопределённостей восстановления энергии нейтрино кинематическим и калориметрическим методами, что позволило оценить минимальную неопределённость, которая может быть достигнута при анализе квазиупругих событий. Смещение и дисперсия восстановленной кинематическим методом энергии нейтрино как функции истинной энергии нейтрино, были определены в приближении искаженных волн и в модели ферми-газа с учетом и без учета фермиевского движения нуклонов. Показано, что результаты зависят от ядерных моделей. Неопределённость в энергии, восстановленной в RFGM приближении без учета импульса связанных нуклонов, оказывается заниженной при энергиях нейтрино меньше, чем 1 ГэВ. В тоже время, этот подход широко используется при анализе данных.

В разделе 4.4 рассматривается калориметрический метод восстановления энергии нейтрино в двухтрековых квазиупругих событиях. Показано, что точность этого метода, при определенных условиях, может оказаться выше, чем точность кинематического метода.

**В заключении** сформулированы основные результаты, представленные в диссертации.

**В Приложениях** А и В приводятся выражения для адронных тензо-

ров эксклюзивного и инклюзивного процессов квазиупругого рассеяния электронов (Приложение А) и (анти)нейтрино заряженным и нейтральным токами (Приложение В) на ядрах и свободных движущихся нуклонах. Тензоры даются в общем виде, не зависящем от ядерных моделей, и выражены через ядерные функции отклика.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A. V. Butkevich. Quasi-elastic neutrino charged-current scattering off  $^{12}\text{C}$  // -Phys. Rev. -2009. -C80. -p.014610 [10 pages].
2. A. V. Butkevich. Analysis quasi-elastic neutrino charged-current scattering off  $^{16}\text{O}$  and neutrino energy reconstruction// -Phys. Rev. -2008. -C78. -p.015501 [13 pages].
3. A. V. Butkevich and S. A. Kulagin. Quasi-elastic neutrino charged-current scattering cross section on  $^{16}\text{O}$  // -Phys. Rev. -2007. -C76. -p.045502 [12 pages].
4. A. V. Butkevich and S. P. Mikheyev. Test of Fermi gas model and plane-wave impulse approximation against electron-nucleus scattering data // -Phys. Rev. -2005. -C72. -p.025501 [10 pages]
5. A. V. Butkevich and S. P. Mikheyev. Cross section of muon nuclear inelastic interaction. // -ЖЭТФ. -2002. -95. -p.17-32
6. A. V. Butkevich and S. A. Kulagin. QE neutrino CC cross section off  $^{16}\text{O}$  // -AIP Conf. Proc. -2007. -967. -p.298-300
7. A. V. Butkevich, L. G. Dedenko, S. Kh. Karaevsky, A. A. Mironovich, A. L. Provorov, I. M. Zheleznykh. Prospects for radio-wave and acoustic detection of ultrahigh-energy and super-high-energy cosmic neutrinos (cross-sections, signals, thresholds).// -Fiz.Elem.Chast.Atom.Yadra - 1998 -29 -p.659-675.

8. A. V. Butkevich, P. I. Krastev, A. N. Leonov-Vendrovsky, I. M. Zheleznykh, A. B. Kaidalov. Ultrahigh-Energy neutrino nucleon and neutrino electron cross-sections in the Standard Model, in Supersymmetric and Superstring Models.// -Z.Phys. -1988 -C39 - p.241-250.
9. A. V. Butkevich and S. P. Mikheyev. How to test QE neutrino-nucleus interaction models using the data of QE lepton- nuclear interaction // - Proceeding of the 5th RCCN International Workshop on Sub-dominant Oscillation Effects in Atmospheric Neutrino Experiments, Kashiwa. - 2004. -p.193
10. A. V. Butkevich and S. P. Mikheyev. Cross section of muon photo-nuclear interaction. // -Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. -Tsukuba. -2003. -p.1471.