

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи  
УДК 539.12

Кузьмин  
Константин Сергеевич

**РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА НУКЛОНАХ  
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ  
В КВАЗИУПРУГИХ РЕАКЦИЯХ**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

г. Дубна, 2009

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им.  
Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

**Научный руководитель:** к. ф.-м. н. В. А. Наумов

**Официальные оппоненты:** д. ф.-м. н. А. Г. Ольшевский  
(Лаборатория ядерных проблем  
им. В. П. Дзелепова ОИЯИ,  
г. Дубна)

д. ф.-м. н. Л. В. Волкова  
(Институт ядерных исследований  
РАН, г. Москва)

**Ведущая организация:** Московский государственный уни-  
верситет им. М. В. Ломоносова,  
г. Москва

Защита диссертации состоится «    »                    2009 года, в 15.00, на  
заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Лаборатории  
теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного инсти-  
тута ядерных исследований, г. Дубна, Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного  
института ядерных исследований.

Автореферат разослан «    »                    2009 года

Ученый секретарь диссертационного совета

к. ф.-м. н. А. Б. Арбузов

## Общая характеристика диссертации.

### Актуальность темы.

Надежное описание взаимодействий нейтрино с нуклонами и ядрами необходимо для обработки и интерпретации результатов современных и планируемых экспериментов с пучками ускорительных и атмосферных нейтрино (Super-Kamiokande, MiniBooNE, MINOS, ICARUS, MONOLITH, OPERA, IceNOE и др.), предназначенных для изучения нейтринных осцилляций, квантовой декогерентности, стабильности нейтрино, нестандартных взаимодействий нейтрино с веществом и других необычных явлений с участием нейтрино, а также для экспериментов с астрофизическими нейтрино высоких и сверхвысоких энергий (таких как AMANDA, BAIKAL, IceCube, ANTARES, NESTOR, NEMO), нацеленных на изучение свойств естественных астрофизических ускорителей частиц.

Аккуратные расчеты дифференциальных и полных сечений взаимодействия нейтрино с нуклонами и ядрами чрезвычайно важны для экспериментов по поиску распада протона,  $n\bar{n}$ -переходов в ядрах и других редких и экзотических процессов, предсказываемых современными моделями Великого Объединения, поскольку в таких экспериментах взаимодействия нейтрино (в основном атмосферного происхождения) с веществом детектора являются главным, экспериментально неустранимым источником фоновых событий.

В настоящее время отсутствует единая общепринятая модель расчета сечений  $CC$  взаимодействий нейтрино с нуклонами и ядрами, применяемая в широкой области энергий нейтрино, – от околопороговых до сверхвысоких. Традиционным подходом к решению проблемы является использование суперпозиции основных вкладов, описывающих квазиупругое рассеяние нейтрино (с заряженными лептонами в конечном состоянии, сопровождаемое перезарядкой нуклонов или рождением легких гиперонов), неупругое рождение одиночных пионов (с барионными резонансами в промежуточном состоянии) и глубоконеупругое рассеяние (описываемое в рамках кварк-партонной модели, с кварковыми распределениями, извлекаемыми из данных по рассеянию заряженных лептонов и нейтрино высоких энергий на нуклонах). Иногда, наряду с доминирующими вкладами, учитываются поправки, обусловленные неупругими реакциями резонансного рождения нескольких (обычно двух) пионов, одиночных каонов и  $\eta$ -мезонов, а также когерентного рассеяния нейтрино на ядрах. Физическим базисом такого подхода служит, разумеется, концепция кварк-адронной дуальности.

Один из основных источников систематической ошибки расчета сечений, основанного на описанном подходе связан с неопределенностью гра-

ниц кинематических областей, в пределах которых применимы модели для описания эксклюзивных и инклюзивных реакций, поскольку концепция дуальности сама по себе не дает рецепта для количественного определения этих границ. Обычно они фиксируются значениями инвариантных масс конечных адронных состояний в резонансном (RES) и глубоконепругом (DIS) вкладах ( $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$ , соответственно). Неправильный выбор значений этих параметров может привести либо к двойному учету, либо к недоучету RES и DIS вкладов в суммарные (дифференциальные и полные) сечения и, как результат, к существенным ошибкам, искажающим абсолютную величину сечений и их зависимость от кинематических переменных. Учет поправок на множественность конечных пионов уменьшает результирующую ошибку расчета очень незначительно, поскольку зависимость множественности от инвариантной массы  $W$  в резонансной области может быть определена в настоящее время лишь эмпирически и с довольно большой неопределенностью.

Другим, не менее существенным источником систематической ошибки, является неопределенность значений так называемых аксиальных масс нуклона,  $M_A^{\text{QES}}$  и  $M_A^{\text{RES}}$ , – феноменологических параметров, которые определяют  $Q^2$ -зависимость упругих и переходных аксиально-векторных форм-факторов, дающих большой вклад в амплитуды квазиупругих и резонансных реакций. Значения этих параметров пока не могут быть получены «из первых принципов» и, несмотря на огромное число экспериментов, измерены с большими ошибками, причем данные разных экспериментов плохо согласуются друг с другом даже в пределах ошибок, что связано отчасти с различием методик извлечения  $M_A^{\text{QES}}$  и  $M_A^{\text{RES}}$  из данных измерений, а также с различием теоретических моделей  $\nu N$  и  $\bar{\nu} N$ -взаимодействий и учета ядерных эффектов, используемых при обработке данных. Все это вносит значительную неопределенность в расчеты соответствующих вкладов в суммарные сечения нейтрино-нуклонных взаимодействий.

### **Цель работы.**

На основе глобального статистического анализа данных по дифференциальным и полным сечениям эксклюзивных и инклюзивных реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино на свободных нуклонах и ядрах извлечь наилучшие значения аксиальных масс  $M_A^{\text{QES}}$  и  $M_A^{\text{RES}}$  и параметров кинематического обрезания  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$ .

### **Научная новизна и практическая ценность.**

Совместный статистический анализ *всех* доступных данных по полным и дифференциальным сечениям казиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на различных ядерных мишенях является наиболее полным и точным. Независимый статистический анализ, проведенный на

основе первичных (не пересчитанных к сечениям) экспериментальных данных был выполнен в недавней серии работ Бодэка и др. [1] для выборки данных нейтринных экспериментов на дейтериевых и водородных мишенях. Значения «квазиупругой» аксиальной массы  $M_A^{\text{QES}}$  (включая соответствующую неопределенность), найденные в обоих анализах, хорошо согласуются друг с другом и могут быть рекомендованы для практического применения в качестве «стандартных».

Впервые значение «резонансной» аксиальной массы  $M_A^{\text{RES}}$  извлечено из статистического анализа полного набора экспериментальных данных по сечениям неупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах и ядрах с рождением одиночных пионов ( $1\pi$  реакций) на основе усовершенствованной резонансной модели Рейна-Сегала, учитывающей интерферирующие вклады 18 барионных резонансов. Полученное значение  $M_A^{\text{RES}}$  отличается от  $M_A^{\text{QES}}$  в пределах  $\sim 3$  стандартных отклонений. Этот результат следует учитывать в расчетах резонансных вкладов при моделировании и обработке результатов нейтринных экспериментов.

Впервые значения аксиальных масс  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$  и кинематических обрезаний  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$ ,  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  получены из совместного глобального статистического анализа экспериментальных данных по дифференциальным и полным сечениям квазиупругих реакций, реакций рассеяния с рождением одиночных пионов и инклюзивных реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино на различных ядерных мишенях. Полученные значения  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$  хорошо согласуются со значениями, извлеченными из анализа данных, относящихся только к соответствующим эксклюзивным каналам и слабо зависят от использованной модели партонных распределений (PDF). Оба факта можно рассматривать как хорошее подтверждение самосогласованности анализа.

Найденные значения  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  оказываются равными друг другу в пределах своих доверительных интервалов, что может рассматриваться как подтверждение корректности принятой схемы расчета и, следовательно, как качественное подтверждение гипотезы кварк-адронной дуальности в интегральном (но отнюдь не в дифференциальном) смысле. С другой стороны, значения  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  сильно зависят от модели PDF, что приводит не только к значительной разнице абсолютных значений суммарных полных и дифференциальных сечений, но и к сильным вариациям отношений сечений мюонных и электронных (анти)нейтрино<sup>1</sup>. Пренебрежение этим эффектом может не только количественно, но и качественно повлиять на интерпретацию результатов осцилляционных экс-

---

<sup>1</sup>Из-за высокого порога рождения  $\tau$ -лептона, модельная зависимость  $\nu_\tau N$ - и  $\bar{\nu}_\tau N$ -сечений оказывается значительно слабее.

периментов с ускорительными и атмосферными нейтрино, в частности, на значения параметров смешивания нейтрино, извлекаемых при обработке данных. Можно надеяться, что результаты проведенного анализа будут использованы в будущих экспериментах на подземных детекторах и позволят экспериментаторам сделать осознанный выбор модели партонных распределений, наилучшим образом описывающей всю совокупность ускорительных данных по нейтринным взаимодействиям.

На основе полученных результатов подробно изучена энергетическая и угловая зависимость вектора поляризации лептонов, рождающихся в квазиупругих реакциях рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах. Оценены возможные эффекты за счет вкладов нестандартных заряженных токов второго рода. Учет поляризационных эффектов в нейтрино-нуклонных взаимодействиях существен для анализа и интерпретации данных будущих прецизионных экспериментов с низким порогом регистрации лептонов, в частности, для идентификации событий с  $\tau$ -лептоном в конечном состоянии.

#### **Апробация работы.**

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на научных семинарах кафедры теоретической физики Иркутского государственного университета, г. Иркутск; Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна; Государственного научного центра РФ Института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова, г. Москва; Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Bari, Bari, Italy; Theoretical Division, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Japan, а также на *VIII Научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ*, 2 – 6 февраля, 2004, г. Дубна; *3rd International Workshop on neutrino-nucleus interactions in the few GeV region (NuInt'04)*, March 17 – 21, 2004, Gran Sasso, Assergi, Italy; *V International Conference on non-accelerator new physics (NANP'05)*, June 20 – 25, 2004, Dubna, Russia; *XXth Max Born Symposium*, December 7 – 10, 2005, Wrocław, Poland; *APCTP-BLTP JINR International Workshop*, BLTP JINR and Gunsan National University, June 18 – 23, 2007, Dubna, Russia; *XXX International Workshop "Neutrino Physics at Accelerators"*, January 23 – 25, 2008, Dubna, Russia.

Исследования по теме диссертации выполнены при финансовой поддержке ИТЭФ им. А. И. Алиханова в рамках программы финансирования работ молодых ученых в 2006 году и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта 07-02-00215-а.

#### **Публикации.**

По материалам диссертации опубликовано 10 работ.

#### **Объем и структура диссертации.**

Диссертация состоит из Введения, трех Глав, Заключения и шести Приложений. Общий объем составляет 163 страницы, в которые включены 102 рисунка и 18 таблиц.

### Содержание диссертации.

**В первой Главе** обсуждаются теоретические аспекты расчета сечений реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах, индуцированного заряженными токами. Получены выражения для элементов поляризационной матрицы плотности лептонов.

Получены дифференциальные сечения квазиупругих реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах с сохранением гиперзаряда ( $\Delta Y = 0$ ) и рассеяния антинейтрино с изменением гиперзаряда на единицу ( $\Delta Y = 1$ ), с учетом вклада токов второго рода и масс всех участвующих в реакциях частиц.

Для описания электрического и магнитного форм-факторов протона и нейтрона использовались две модели: GKex(05) [2] и BBVA(07) [3], наиболее точно описывающие имеющиеся экспериментальные данные. Предсказания моделей BBVA(07) и GKex(05) численно близки в области средних значений  $Q^2$ , где имеются детальные данные по форм-факторам и их отношениям, но расходятся при больших значениях  $Q^2$ , где данные отсутствуют или имеют большие статистические и систематические ошибки. Наибольшие разногласия возникают для электрического форм-фактора нейтрона. Эффекты ядерных мишеней учтены в рамках модели релятивистского ферми-газа в формализме Смита-Моница [4, 5].

Получены дифференциальные сечения реакций рождения одиночных барионных резонансов в формализме Рариты-Швингера. В расчетах учтены вклады 8 переходных форм-факторов  $C_{3,4,5,6}^{V,A}(Q^2)$ .

Обсуждается модифицированная модель Рейна-Сегала [6], описывающая сечения реакций резонансного рождения одиночных пионов. Модель учитывает интерферирующие вклады 18-ти барионных резонансов, поправки на конечную массу лептона [5] и псевдоскалярный вклад [7]. Учет эффектов рождения одиночных пионов при рассеянии нейтрино на ядрах выполнен в рамках ферми-газовой модели [8].

Расчеты сечений реакций глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах выполнены в рамках феноменологической схемы, основанной на стандартной партонной модели. Получены точные кинематические ограничения для переменных, описывающих инклюзивные реакции и пороги рождения очарованных адронов. В расчетах использовались несколько наиболее популярных моделей партонных распределений, выполненных группами GRV [9], MRST [10] и CTEQ [11,12]. Из статистического

анализа экспериментальных данных по дважды дифференциальным сечениям реакций глубоконеупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах и ядрах извлечены значения феноменологических параметров, введенных для экстраполяции пяти структурных функций  $F_i(x, Q^2)$  в область низких значений  $Q^2$ , при которых ошибки расчета PDF становятся большими.

**Во второй Главе** выполнен глобальный статистический анализ экспериментальных данных по сечениям взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами и ядрами. В анализ вошли данные по дифференциальным сечениям  $d\sigma/dQ^2$ ,  $Q^2$ -распределениям и полным сечениям квазиупругих реакций рассеяния, по полным сечениям квазиупругого рождения странных гиперонов, по полным сечениям резонансного рождения одиночных пионов и по полным суммарным сечениям рассеяния, а также данные по разного рода относительным характеристикам. Использовались только данные для реакций, индуцированных заряженными токами.

Из совместного фита данных по дифференциальным и полным сечениям реакций квазиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах и ядрах с  $\Delta Y = 0$  извлечены значения «квазиупругой» аксиальной массы  $M_A^{\text{QES}}$ . В частности, для ВВВА(07) модели векторных форм-факторов это значение равно  $0.999 \pm 0.011$  ГэВ/ $c^2$ . На рис. 1 показаны полные QES сечения, вычисленные с этим значением  $M_A^{\text{QES}}$  в сравнении с данными экспериментов, выполненных с различными ядерными мишенями. Совместный статистический анализ экспериментальных данных по полным и дифференциальным сечениям квазиупругих реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино с  $\Delta Y = 0$  и 1 на мишенях различного ядерного состава приводит к такому же значению аксиальной массы. При учете зависимости  $M_A^{\text{QES}}$  от выбора подмножества фитируемых данных консервативная оценка ошибки извлечения параметра  $M_A^{\text{QES}}$  составляет  $\pm 3.3\%$ . В пределах этой ошибки полученные значения  $M_A^{\text{QES}}$  не противоречат результатам глобального фита всех ускорительных данных по эксклюзивным и инклюзивным реакциям взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами и ядрами.

Полученные значения  $M_A^{\text{QES}}$ , оказываются существенно ниже результатов измерений  $M_A^{\text{QES}}$ , выполненных в экспериментах K2K SciFi [13] ( $M_A^{\text{QES}} = 1.20 \pm 0.12$  ГэВ/ $c^2$ , кислородная мишень) и MiniBooNE [14] ( $M_A^{\text{QES}} = 1.23 \pm 0.20$  ГэВ/ $c^2$ , углеродная мишень) и используемых в обработке данных эксперимента Super-Kamiokande по исследованию нейтринных осцилляций в пучках атмосферных нейтрино [17, 18]. Разногласие не исчезает даже при учете максимально возможной систематической ошибки нашего анализа ( $\lesssim 5\%$ ), связанной с неопределенностями

в оценке ядерных эффектов и чувствительности результата к выбору критериев отбора данных.

Из статистического анализа экспериментальных данных по полным сечениям реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино с резонансным рождением одиночных пионов получено значение «резонансной» аксиальной массы  $M_A^{\text{RES}} = 1.070 \pm 0.009 \text{ ГэВ}/c^2$ . Сечений реакций в этом анализе рассчитывались в рамках модифицированной модели Рейна-Сегала. Результат фита не противоречит значению  $M_A^{\text{RES}}$ , используемому в Монте-Карловском анализе донных эксперимента К2К, но существенно отличается от значения  $M_A^{\text{RES}} = 1.21 \text{ ГэВ}/c^2$ , используемого коллаборацией Super-Kamiokande [18].

В самом общем варианте глобального статистического анализа четыре параметра  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$ ,  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  считаются независимыми. Одной из наиболее надежных проверок корректности анализа является приближенное равенство параметров обрезания  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$ , которое (по соображениям дуальности) должно выполняться в пределах статистических ошибок извлечения этих параметров. Равенство действительно имеет место для всех тестируемых моделей партонных распределений, хотя сами значения  $W_{\text{cut}}^{\text{RES,DIS}}$  сильно зависят от модели. Извлекаемые значения аксиальных масс  $M_A^{\text{QES}}$  и  $M_A^{\text{RES}}$  тоже зависят от модели партонных распределений, но изменяются лишь в узких пределах,  $-\pm 1.4\%$  и  $\pm 0.6\%$  соответственно. Эти факты можно рассматривать как надежное подтверждение самосогласованности процедуры фитирования.

В качестве примера приведем результат, полученный с использованием модели ВВВА(07) для электромагнитных форм-факторов нуклонов и модели GRV98 для партонных распределений. В этом расчете использован вариант фита, в котором равенство  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}} = W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  заложено в качестве дополнительного условия. Из глобального статистического анализа данных извлечены следующие значения аксиальных масс и кинематических обрезаний по инвариантной массе:

$$M_A^{\text{QES}} = 1.029 \pm 0.009 \text{ ГэВ}/c^2, \quad M_A^{\text{RES}} = 1.079 \pm 0.008 \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$W_{\text{cut}}^{\text{RES}} = W_{\text{cut}}^{\text{DIS}} = 1.431 \pm 0.013 \text{ ГэВ}.$$

Величина  $M_A^{\text{QES}}$  находится в хорошем согласии с результатами фитирования одних лишь квазиупругих данных, а значение  $M_A^{\text{RES}}$ , извлекаемое из глобального анализа, согласуется в пределах статистических ошибок с результатами фитирования данных по однопионному нейтринорождению. На рис. 2 показаны полные суммарные сечения, рассчитанные с этими значениями параметров, в сравнении с имеющимися экспериментальными данными.

Правильные значения параметров  $M_A^{\text{QES}}$ ,  $M_A^{\text{RES}}$ ,  $W_{\text{cut}}^{\text{RES}}$  и  $W_{\text{cut}}^{\text{DIS}}$  существенны для интерпретации «нейтринных аномалий», наблюдаемых в ряде подземных экспериментов, в терминах  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -осцилляций, поскольку они влияют не только на ожидаемую скорость счета нейтринных событий, зависящую от неопределенностей расчета потока атмосферных нейтрино, но и на измеряемые относительные характеристики (такие, например, как  $e/\mu$ -отношение), сравнительно слабо зависящие от этих неопределенностей.

**В третьей Главе** исследована поляризация лептонов, рождающихся в квазиупругих реакциях рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах. На основе результатов, полученных в первой и второй Главах, изучены поляризационные эффекты, обусловленные стандартными заряженными токами первого рода. Отдельно проиллюстрированы ожидаемые эффекты для вектора поляризации лептонов, связанные с нестандартными токами второго рода. Для демонстрации максимального возможного эффекта расчеты выполнены в предположении, что значения параметров нестандартных вкладов совпадают с экспериментально допустимыми верхними границами этих параметров [15]. Получены спектральные функции вторичных лептонов, рождающихся в трехлептонных распадах заряженных поляризованных лептонов. Получены точные кинематические ограничения для переменных, описывающих эти распады в лабораторной системе отсчета.

**В Приложении А** изложены детали расчета поляризационной матрицы плотности лептонов.

**В Приложении В** кратко описаны феноменологические модели электромагнитных форм-факторов протона и нейтрона, используемые в основном тексте.

**В Приложении С** выписаны ненулевые коэффициенты, входящие в структурные функции нейтринорождения  $\Delta$ -резонансов в формализме Рариты–Швингера.

**В Приложении D** приведены аппроксимационные формулы, используемые для расчета радиационных поправок и поправок на неизоскалярность для дважды-дифференциальных сечений глубоконеупругого  $\nu N$ - и  $\bar{\nu} N$ -рассеяния на железных мишенях.

**В Приложении E** приведены энергетические спектры пучков  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_e$  и  $\bar{\nu}_\mu$  в ускорительных экспериментах ANL, FNAL, CERN и ИИЕР, которые использовались в нашем анализе для усреднения соответствующих экспериментальных данных и расчета средних энергий пучков.

**В Приложении F** приведены детали расчетов спектральных функций вторичных частиц в трехлептонных распадах поляризованных заряженных лептонов.

### На защиту выносятся следующие результаты.

- В общем виде получена поляризационная матрица плотности лептонов, рождающихся в реакциях рассеяния нейтрино на нуклонах.
- Получены дифференциальные сечения квазиупругих реакций рассеяния нейтрино на нуклонах и квазиупругого рождения странных гиперонов с учетом вклада токов первого и второго рода.
- В рамках формализма Рариты-Швингера получены структурные функции и сечения реакций рождения одиночных  $\Delta$ -резонансов с учетом 8 переходных форм-факторов.
- На основе статистического анализа ускорительных данных по дифференциальным и полным сечениям квазиупругих, резонансных глубоконеупругих реакций рассеяния нейтрино и антинейтрино на различных ядерных мишенях извлечены значения аксиальных масс и параметров обрезания по инвариантным массам конечных адронных состояний, необходимые для расчета чисел событий в нейтринных экспериментах. Полученные значения «квазиупругой» аксиальной массы, оказываются существенно ниже результатов измерений, выполненных в недавних экспериментах K2K SciFi и MiniBooNE. В пределах статистических ошибок полученные значения «резонансной» аксиальной массы не противоречат значению, используемому в эксперименте K2K, но существенно отличается от значения, используемого в эксперименте Super-Kamiokande по исследованию нейтринных осцилляций.
- Исследована угловая и энергетическая зависимость вектора поляризации лептонов, рождающихся в реакциях квазиупругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на нуклонах за счет токов первого рода. Оценены ожидаемые поляризационные эффекты, обусловленные нестандартными токами второго рода.
- Получены формулы для спектральных функций вторичных лептонов в трехлептонных распадах поляризованных заряженных лептонов.

По теме диссертации опубликованы следующие работы.

1. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Lepton polarization in neutrino–nucleon interactions,” *ЭЧАЯ* **35** (2004) 232–240 [arXiv: hep-ph/0312107].
2. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Lepton polarization in neutrino–nucleon interactions,” *Mod. Phys. Lett. A* **19** (2004) 2815–2829.
3. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Tau lepton polarization in quasielastic neutrino–nucleon scattering,” *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **139** (2005) 154–157 [arXiv: hep-ph/0408107].
4. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Polarization of tau lepton produced in quasielastic neutrino–nucleon scattering,” *Mod. Phys. Lett. A* **19** (2004) 2919–2928 [arXiv: hep-ph/0403110].
5. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Extended Rein-Sehgal model for tau lepton production,” *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **139** (2005) 158–161 [arXiv: hep-ph/0408106].
6. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “How to sum contributions into the total charged current neutrino–nucleon cross section,” arXiv: hep-ph/0511308.
7. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Fine-tuning parameters to describe the total charged current neutrino–nucleon cross section,” *ЯФ* **69** (2006) 1898–1912 [*Phys. Atom. Nucl.* **69** (2006) 1857–1871].
8. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Axial masses in quasielastic neutrino scattering and single-pion neutrino production on nucleons and nuclei,” *A. Phys. Pol. B* **37** (2006) 2337–2348 [arXiv: hep-ph/0606184].
9. K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, “Quasielastic axial-vector mass from experiments on neutrino–nucleus scattering,” *Eur. Phys. J. C* **54** (2008) 517–538 [arXiv: 0712.4384 [hep-ph]]
10. К. С. Кузьмин, В. А. Наумов, «Аксиальная масса в реакциях квазиупругого рассеяния антинейтрино на нуклонах с рождением странных гиперонов», Препринт ИТЭФ 14-08: – М., 2008 – 21 с. Статья принята к печати в журнале «Ядерная Физика» в 2009 году.

## Список литературы

- [1] A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford and H. Budd, J. Phys. Conf. Ser. **110** (2008) 082004; arXiv:0709.3538[hep-ex].
- [2] E. L. Lomon, arXiv:nucl-th/0609020.
- [3] A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford and H. Budd, arXiv:0708.1827 [hep-ex]. A. Bodek, S. Avvakumov, R. Bradford and H. Budd, Eur. Phys. J. C **53** (2008) 349–354; arXiv:0708.1946[hep-ex].
- [4] R. A. Smith and E. J. Moniz, Nucl. Phys. B **43** (1972) 605–622; erratum – ibid. **101** (1975) 547.
- [5] В. В. Любушкин, Дис. . . . канд. физ-мат. наук, ОИЯИ, Дубна, 2009.
- [6] D. Rein and L. Sehgal, Annals Phys. **133** (1981) 79–153.
- [7] C. Berger and L. M. Sehgal, Phys. Rev. D **76** (2007) 113004; arXiv:0709.4378[hep-ph].
- [8] J. Y. Yu, Ph. D. Thesis, Dortmund University, Dortmund, 2002.
- [9] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Eur. Phys. J. C **5** (1998) 461–470; arXiv:hep-ph/9806404.
- [10] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **39** (2005) 155–161; arXiv:hep-ph/0411040.
- [11] S. Kretzer, H. L. Lai, F. Olness and W. K. Tung, Phys. Rev. D **69** (2004) 114005; arXiv:hep-ph/0307022.
- [12] W. K. Tung et al., JHEP **0702** (2007) 53; arXiv:hep-ph/0611254.
- [13] R. Gran et al. (K2K Collab.), Phys. Rev. D **74** (2006) 052002 [arXiv:hep-ex/0603034].
- [14] A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 032301 [arXiv:0706.0926 [hep-ex]]; T. Katori (for the MiniBooNE Collab.), AIP Conf. Proc. **967** (2007) 123–129 [arXiv:0709.4498[hep-ex]].
- [15] D. H. Wilkinson, Eur. Phys. J. A **7** (2000) 307–315; D. H. Wilkinson, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 455** (2000) 656–659; ibid. **A 469** (2001) 286–291.
- [16] W. -M. Yao et al., J. Phys. G. (Nucl. Part. Phys.) **33** (2006) 1–1232.
- [17] Y. Ashie et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. D **71** (2005) 112005 [arXiv:hep-ex/0501064]
- [18] M. Fechner et al. (Super-Kamiokande Collab.), arXiv:0901.1645[hep-ex].

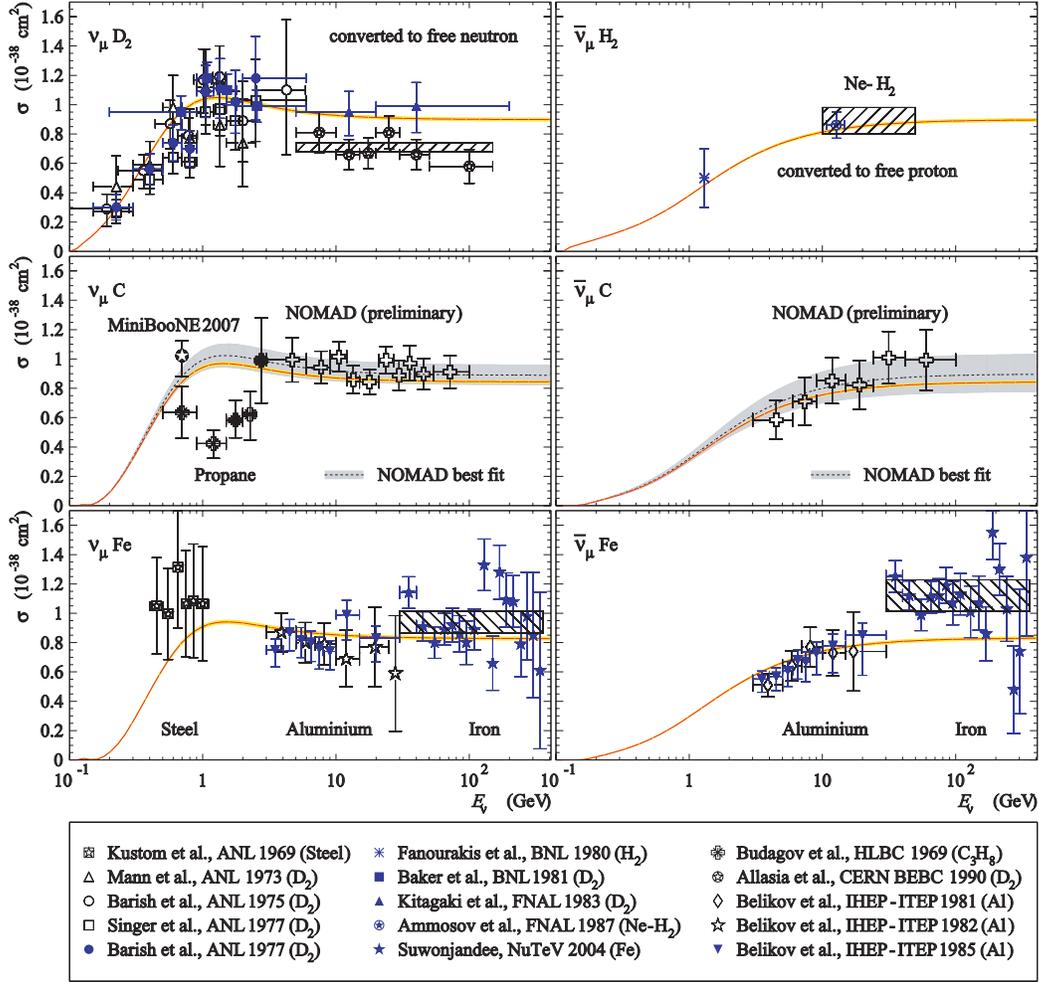


Рис. 1: Полные сечения квазиупругих реакций  $\nu_\mu n$  и  $\bar{\nu}_\mu p$ , измеренные в экспериментах с дейтериевыми, водородными, углеродными (пропановыми), алюминиевыми и железными (стальными) мишенями. Экспериментальные данные, исключенные из анализа, показаны бледными символами. Сплошными кривыми показаны сечения, рассчитанные с BBVA(07) моделью векторных форм-факторов нуклонов, для значения  $M_A^{\text{QES}} = 0.999 \pm 0.011 \text{ ГэВ}/c^2$ , полученного из совместного статистического анализа данных полных и дифференциальных сечений квазиупругих реакций  $\nu_\mu n$  и  $\bar{\nu}_\mu p$ . Пунктирными кривыми показаны сечения, вычисленные с GKex(05) моделью векторных форм-факторов нуклонов, для значений  $M_A^{\text{QES}}$ , полученных из анализа предварительных данных эксперимента NOMAD [5]. Закрашенными полосами показаны неопределенности в сечениях, вызванные неопределенностями в значениях  $M_A^{\text{QES}}$ .

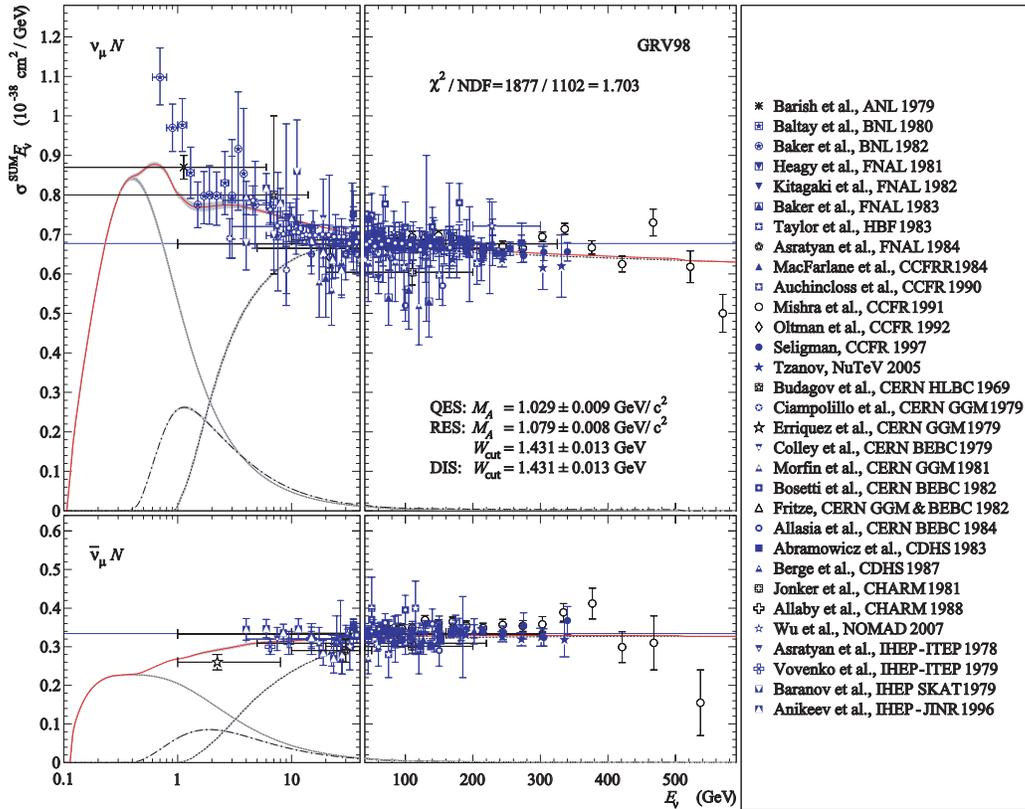


Рис. 2: Полные суммарные сечения реакций рассеяния  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на изоскалярных нуклонах, нормированные на энергию (анти)нейтрино, измеренные в экспериментах ANL, BNL, FNAL, CERN и ИИЭП. Данные, исключенные из глобального анализа, показаны бледными символами. Сплошными линиями показаны «мировые средние значения» для сечений реакции  $\nu_\mu N$  и  $\bar{\nu}_\mu N$ , полученные Particle Data Group [16]. Сечения квазиупругих реакций рассчитаны с использованием ВВВА(07) модели векторных форм-факторов нуклонов; сечения реакций одиночного резонансного рождения пионов рассчитаны с модифицированной моделью Рейна-Сегала, с учетом нерезонансного фона; структурные функции сечений глубоконеупругих реакций рассчитаны с моделью партонных распределений GRV98. В расчетах использованы значения параметров  $M_A^{QES}$ ,  $M_A^{RES}$ ,  $W_{cut}^{RES}$  и  $W_{cut}^{DIS}$ , полученные из глобального статистического анализа. Показаны сечения QES, RES и DIS вкладов и суммарные сечения (для сечений антинейтрино показана сумма сечений QES и QHP). Закрашенными полосами показаны неопределенности в сечениях, вызванные неопределенностями в значениях аксиальных масс и обрезаний.