

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

15-2006-120

На правах рукописи
УДК 539.123, 539.165

КОВАЛЕНКО
Вера Эдуардовна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ^{100}Mo
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NEMO 3**

**Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 2006

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова
Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
В.В. Бруданин (ОИЯИ)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
В.А. Бедняков (ОИЯИ),
доктор физико-математических наук
Л.Б. Безруков (ИЯИ РАН)

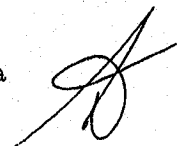
Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной
физики (ИТЭФ), Москва

Защита диссертации состоится “___” “_____” 2006 г. в ___ часов
на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединённом инсти-
туте ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

Автореферат разослан “___” “_____” 2006 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого инсти-
тута ядерных исследований.

Учёный секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Ю.А. Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Открытие нейтринных осцилляций в экспериментах с атмосферными и солнечными нейтрино, наблюдение осцилляций нейтрино в экспериментах с ускорительными нейтрино и реакторными антинейтрино стали впечатляющим экспериментальным доказательством наличия у нейтрино ненулевой массы. Однако указанные эксперименты, изучающие нейтринные осцилляции, дают информацию лишь о квадрате разности масс нейтрино, но нечувствительны к природе массы нейтрино (дираковской или майорановской) и неспособны дать информацию об абсолютной шкале нейтринных масс. Проанализировав последние известные экспериментальные результаты, полученные в экспериментах SK и SNO с солнечными, SK и MACRO с атмосферными, KamLAND и CHOOZ с реакторными и K2K с ускорительными нейтрино, авторы работ^{1,2} привели данные о возможных параметрах нейтринных осцилляций для различных нейтринных иерархий. Анализ этих данных приводит к следующему важнейшему заключению: если справедлив сценарий с инвертированной или вырожденной иерархией нейтринных масс, то современные эксперименты по поиску двойного безнейтринного бета-распада способны, в случае майорановской природы нейтрино, обнаружить и определить эффективную массу нейтрино.

Кроме стремления обнаружить $\beta\beta 0\nu$ -распад очень важным моментом в исследовании двойных бета-процессов является детальное изучение двойного двухнейтринного бета-распада, разрешенного в рамках Стандартной Модели. Так как $\beta\beta 2\nu$ -распад является неустраняемым фоном в экспериментах по поиску $\beta\beta 0\nu$ -распада, то прецизионное измерение этого процесса необходимо для детекторов с невысоким энергетическим разрешением, каким и является детектор NEMO 3. Помимо этого, измерения $\beta\beta 2\nu$ -распада необходимы для расчета ядерных матричных элементов (ЯМЭ), неопределенность которых для различных моделей ядер на данный момент велика. В свою очередь, знание ЯМЭ необходимо для правильной интерпретации результатов экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета-распада.

Важной задачей является изучение $\beta\beta 2\nu$ -распада на возбужденные уровни дочернего ядра. Расчеты ЯМЭ для переходов на основное или возбужденное состояние поразному зависят от различных параметров модели. Это означает, что изучение распада на возбужденные уровни поможет проверить различные аспекты теоретических вычислений, невозможных в распадах на основной уровень.

Изучение двойного безнейтринного распада на возбужденные уровни дочернего ядра обеспечит получение дополнительной информации о $\beta\beta 0\nu$ -процессах. Например, безнейтринный двойной бета-распад на первый возбужденный уровень 2^+ разрешен только при наличии правых токов. Поэтому детектирование такого процесса позволит сделать утверждение о существовании примеси правых токов в слабом взаимодействии.

Все вышесказанное подтверждает актуальность исследования процессов двойного бета-распада ^{100}Mo .

¹M.Maltoni, T.Schwetz, M.A.Tortola and J.W.F.Valle, arXiv:hep-ph/030913

²S.Pascoli and S.T.Petcov, Phys.Lett B544 (2002) 239 and Addendum, arXiv:hep-ph/0310003

Цель работы

Цель работы заключалась в решении следующих задач:

1. Разработка алгоритма поиска и восстановления треков для детектора NEMO 3.
2. Разработка метода временной калибровки сцинтилляционного calorиметра детектора NEMO 3.
3. Исследование источников радиоактивного фона в детекторе NEMO 3.
4. Получение новой экспериментальной информации о процессах двойного бета-распада ^{100}Mo в эксперименте NEMO 3.

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в следующем:

- Впервые в исследованиях процессов двойного бета-распада ^{100}Mo в одном эксперименте с большой точностью измерены энергетические и угловые распределения двух электронов, энергетические распределения для одиночных электронов, энергетические и угловые распределения гамма-квантов для распада на возбужденные состояния, временные характеристики распада, а также характеристики фоновых процессов.
- Разработан новый алгоритм поиска и восстановления треков на основе использования клеточного автомата и эластичной нейронной сети, увеличившей эффективность восстановления событий на $\sim 10\%$ по сравнению с предыдущим применявшимся алгоритмом.
- Впервые в эксперименте по измерению $\beta\beta 2\nu$ -распада ^{100}Mo отношение сигнала к фону достигло уровня ~ 40 , что позволило набрать самую большую в мире статистику ($\approx 220\ 000$ событий) и наиболее точно измерить период полураспада для этого процесса.
- Впервые с высокой точностью изучены $\beta\beta$ -распады ^{100}Mo на возбужденные уровни ^{100}Ru .

Практическая ценность

Практическая ценность работы заключается в следующем:

- Разработанный новый алгоритм поиска и восстановления треков на основе использования клеточного автомата и эластичной нейронной сети, повысивший скорость *off-line* обработки событий в пять раз (в *on-line* обработке этот фактор составил 35 раз), позволяет успешно анализировать данные эксперимента NEMO 3 и может использоваться как в экспериментах нового поколения по поиску $\beta\beta 0\nu$ -распада (например, SuperNEMO и др.), так и в экспериментах на ускорителях.

- Созданный новый алгоритм временной калибровки сцинтиляционных счетчиков позволяет использовать времяпролетную методику для определения типа события (внешнее или внутреннее), и, следовательно, отделять истинные события от фоновых. Алгоритм временной калибровки может быть использован в низкофоновых экспериментах нового поколения.
- Результаты исследований процессов $\beta\beta$ -распада ^{100}Mo , полученные в настоящей работе, используются для проверки различных схем расчета ядерных матричных элементов и цитируются в научной литературе.
- Разработанные методы идентификации, контроля и снижения радиоактивного фона с успехом применяются в детекторе NEMO 3 и могут быть полезны для планирования новых низкофоновых экспериментов (SuperNEMO, GERDA, ...).

Основные результаты, выносимые на защиту:

1. Разработка и создание алгоритма поиска и восстановления треков на основе использования клеточного автомата и эластичной нейронной сети.
2. Разработка метода временной калибровки сцинтиляционного калориметра в эксперименте NEMO-3.
3. Исследование источников фона в детекторе NEMO-3.
4. Разработка методики обработки и анализа данных в эксперименте NEMO-3.
5. Измерение периода двойного двухнейтринного бета-распада ($\beta\beta 2\nu$) ^{100}Mo на основной уровень дочернего ядра.
6. Установление нижнего предела на период двойного безнейтринного бета-распада ^{100}Mo и определение ограничения на значение эффективной майорановской массы нейтрино (m_ν).
7. Измерение периода двойного двухнейтринного бета-распада ^{100}Mo на возбуждённый уровень 0_1^+ дочернего ядра ^{100}Ru .
8. Получение оценки нижнего предела на период двойного безнейтринного бета-распада ^{100}Mo на возбуждённые уровни 0_1^+ и 2_1^+ дочернего ядра ^{100}Ru .

Апробация работы

Диссертация написана на основе результатов работ, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1995 по 2005 годы. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на научных семинарах ЛЯП и ЛВТА ОИЯИ, LAL (Орсе, Франция) на международном совещании "Software Engineering, Neural Nets, Genetic Algorithms, Expert Systems, Symbolic Algebra and Automatic Calculations in Physics Research (AIHENP'96)"

(Лозанна, Швейцария, сентябрь 1996 г.), 9-ой международной конференции “Вычислительное моделирование и компьютерные расчеты в физике” (Дубна, сентябрь 1996 г.), Международной Баксанской школе по космическим лучам (Баксан, апрель 2001 г.), IV и V Международных конференциях “Новая физика в неускорительных экспериментах” (Дубна, NANP’03, июнь 2003 г. и NANP’05, июнь 2005 г.).

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, изложенных на 116 страницах, включая 55 рисунков, 21 таблицу и 114 наименований цитируемой литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении показана важность исследования процессов двойного бета-распада. Сформулированы цель работы, актуальность приведенных в диссертации исследований и изложено её краткое содержание.

В первой главе кратко изложены основы теории двойного бета-распада. Приведён обзор экспериментальных методов, применяемых для исследования процессов двойного бета-распада, описаны наиболее чувствительные эксперименты, осуществляющиеся в настоящее время и проекты, запланированные на ближайшее будущее. Рассмотрены геохимические, радиохимические и прямые эксперименты по поиску и регистрации $\beta\beta$ -распада. Отдельно рассматриваются два основных класса прямых экспериментов: 1) с “активным источником” (материал, содержащий $\beta\beta$ -изотоп, входит в состав активного объёма детектора); 2) с “пассивным источником” (тонкий слой источника помещается между детекторами). Проводится анализ преимуществ и недостатков, присущих каждому из этих экспериментальных подходов.

Во второй главе приводится описание треко-калориметрического детектора NEMO 3 для поиска эффективной майорановской массы нейтрино $\langle m_\nu \rangle$ на уровне 0.1 эВ. Основной принцип эксперимента NEMO 3 — прямое детектирование двух электронов от $\beta\beta$ -распада в трековой камере и калориметре. Два прототипа NEMO 1³ и NEMO 2⁴ продемонстрировали работоспособность используемых технических решений. Детектор NEMO 3, схема которого показана на рис. 1, унаследовал технологию предшествовавших ему прототипов, но имеет более низкий уровень радиоактивного фона и позволяет проводить измерения с массой источника $\beta\beta$ -изотопов до 10 кг.

Детектор NEMO 3, установленный в подземной лаборатории Модана (LSM⁵), Франция, начал работать в феврале 2003 года, в настоящее время продолжается набор данных. Он имеет цилиндрическую форму и состоит из двадцати одинаковых секторов. Фольги образуют вертикальный цилиндр диаметром 3.1 м и высотой 2.5 м с поверхностной плотностью 30-60 мг/см², который делит надвое трековый объём детектора, состоящий из 6180 открытых октогональных дрейфовых трубок длиной 2.7 м, работающих в гейгеровском режиме в газовой смеси гелия, спирта, аргона и воды при избыточ-

³D. Dassie et al., NEMO collaboration, Nucl.Instr. and Meth. A **309** (1991) 465

⁴R. Arnold et al., NEMO collaboration, Nucl.Instr. and Meth. A **354** (1995) 338

⁵Laboratoire Souterrain de Modane.

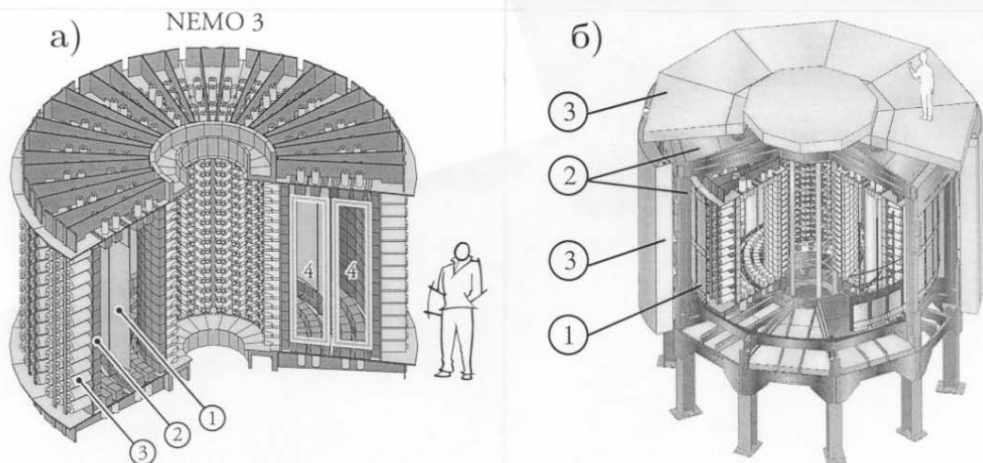


Рис. 1: Детектор NEMO 3.

а) фольга с источниками $\beta\beta$ -распада (1), пластмассовые сцинтилляторы (2), низкофоновые ФЭУ (3) и трековая камера (4).

б) Обмотка магнита (1), железная (2) и нейтронная (3) защиты детектора.

ном давлении в 7 мбар. Газоразрядные счетчики служат для определения координаты прохождения заряженной частицы в трековой камере NEMO 3.

Измерения энергий частиц и времени их пролёта в объеме трековой камеры осуществляется пластмассовыми сцинтилляторами, покрывающими вертикальные стенки трекового объема детектора и пространство на крышках цилиндра, свободное от крепления проволочек трековой камеры. Калориметр NEMO 3 состоит из 1940 блоков пластмассовых сцинтилляторов, соединённых световодами со специально разработанными низкофоновыми фотоумножителями (ФЭУ) фирмы Hamamatsu с диаметром фотокатода 3 или 5 дюймов. Все блоки имеют толщину 10 см, выбор которой обеспечивает достаточно высокую эффективность регистрации фотонов ($\sim 50\%$ для 500 кэВ). Детектирование гамма-излучения позволяет измерять внутреннюю радиоактивность фольг источников и распознавать фоновые события.

Для изучения процессов двойного безнейтринного бета-распада используются фольги ^{100}Mo (6914 г) и ^{82}Se (932 г), занимающие, соответственно, двенадцать и два сектора детектора. Наряду с фольгами молибдена и селена для изучения процессов двухнейтринного бета-распада используются несколько фольг с другими $\beta\beta$ -изотопами. В их число входят фольги с 454 г ^{130}Te (2 сектора), 405 г ^{116}Cd (1 сектор), 37 г ^{150}Nd , 9 г ^{96}Zr и 7 г ^{48}Ca . Все изучаемые фольги имеют низкий уровень внутренней радиоактивности, что позволяет использовать измерения для определения внешнего фона в эксперименте. Для изучения фона в области энергии 3 МэВ в детекторе размещены фольга из сверхчистой меди (621 г) и фольга из очищенного оксида натурального теллура (610 г). В фольге из натурального теллура содержится 166 г ^{130}Te (природная распространенность 33,8%), который также применяется для исследования $\beta\beta$ -распада.

Цилиндрическая обмотка, находящаяся между сцинтилляционным калориметром и защитой из железа, создает магнитное поле в трековом объеме детектора величиной 25 Гс с силовыми линиями вдоль вертикальной оси детектора, которое используется

для определения знака заряда регистрируемых частиц.

Пассивная защита от внешнего радиоактивного излучения состоит из радиоактивно чистого железа, слоя воды с примесью бора в резервуарах из нержавеющей стали и деревянных крышек (сверху и снизу детектора).

Контроль стабильности работы калориметра осуществляется с помощью лазерной системы.

Энергетическая калибровка калориметра NEMO 3 производится с использованием источников ^{207}Bi и ^{90}Sr . Зависимость энергии от заряда линейна и выражается следующим образом: $E = a(C - P) + b$, где C — значение заряда, выраженное в каналах аналого-цифрового преобразователя (АЦП), P — пьедестал сигнала в каналах АЦП. Положения пиков электронов внутренней конверсии и верхней границы бета-спектра из калибровочных измерений с ^{207}Bi и ^{90}Sr используются одновременно для получения параметров энергетической калибровки a и b . Результаты калибровок каждого счётчика хранятся в базе данных NEMO DB. Среднее энергетическое разрешение ($\Delta E/E$) для энергии 1 МэВ для счетчиков с пятидюймовыми и трёхдюймовыми ФЭУ составляет, соответственно, 14.5% и 17.8%. Каждые 1.5 месяца производится новая калибровка детектора с источниками ^{207}Bi .

Временная калибровка пластмассовых сцинтилляционных счетчиков заключается в нахождении для данных с калибровочными источниками ^{207}Bi и ^{60}Co индивидуальных временных сдвигов для каждого счетчика и формы корректировочной кривой, учитывающей зависимость временного отклика счетчика от формы импульса сигнала. Для этой цели был разработан итеративный метод, позволяющий за 10-15 итераций определить как временные сдвиги каждого из счетчиков, так и корректировочные кривые для счетчиков с разными типами сцинтилляционных блоков. Зависимость временно-

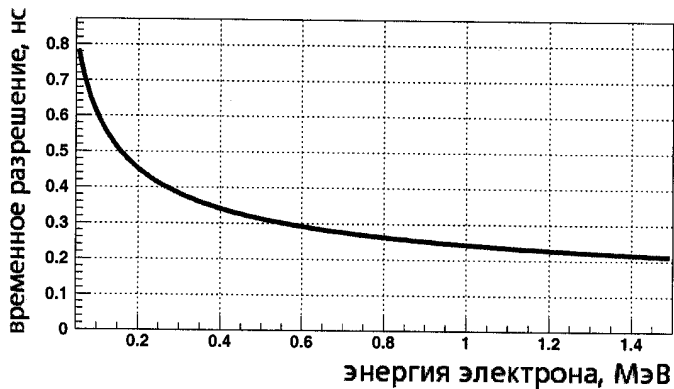


Рис. 2: Зависимость временного разрешения сцинтилляционных счетчиков от энергии электрона.

го разрешения от энергии была получена из анализа данных с источником ^{207}Bi по двухэлектронным событиям. Временное разрешение сцинтилляционных счетчиков для

энергии электрона 1 МэВ составляет 250 пс (рис. 2).

Времяпролётная методика, основанная на сравнении разностей измеренных ($\Delta T_{\text{изм.}}$) и рассчитанных ($\Delta T_{\text{расч.}}$) времён срабатывания сцинтилляционных счетчиков, применялась для того, чтобы отличить события с электронами $\beta\beta$ -распада (внутренние события) от событий с электронами, возникающими вне фольги источника, и пересекающими детектор насквозь (внешние события). В таком случае для каждого двухэлектронного события в предположении двух возможных гипотез о происхождении события (внутренняя/внешняя) рассчитывалась величина $\chi^2 = \Delta T_{\text{int/ext}}^2 / \sigma^2$, где ΔT — разность измеренных и вычисленных времён срабатывания сцинтилляционных счетчиков, σ^2 — погрешность вычисления ΔT , включающая в себя неопределённость расчётов длины трека электронов, их энергий, а также погрешность измерения времён срабатывания сцинтилляционных счетчиков. Полученные для обоих предположений значения χ^2 дают оценку вероятности каждой из гипотез (внутренняя/внешняя). Рис. 3 показывает, что времяпролётная методика позволяет достаточно надёжно отличать внутренние события от внешних.

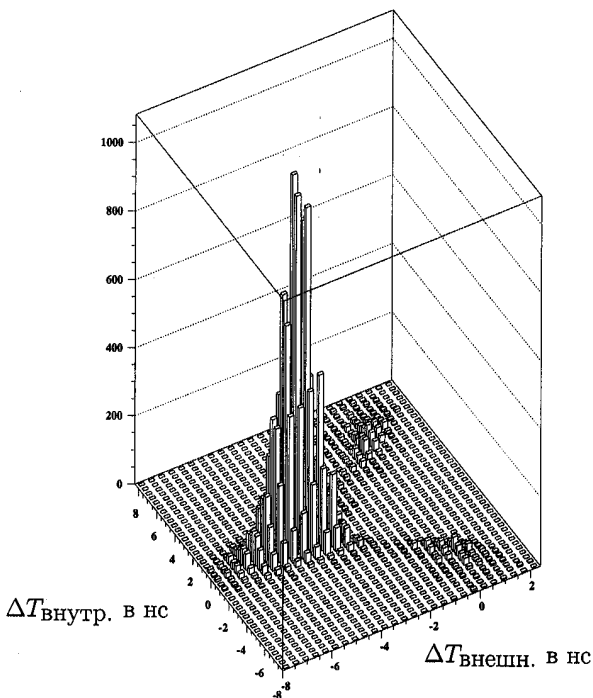


Рис. 3: Зависимость $\Delta T_{\text{внутр.}}$ от $\Delta T_{\text{внешн.}}$, построенная для экспериментальных двухэлектронных событий из фольги ^{100}Mo . События, сгруппировавшиеся вокруг $\Delta T_{\text{внутр.}} = 0$ нс удовлетворяют гипотезе внутренних событий, и события с $\Delta T_{\text{внешн.}} \sim 0$ нс — гипотезе внешних событий.

Третья глава диссертации посвящена описанию программного обеспечения и ор-

ганизации анализа данных в эксперименте NEMO 3.

Методика реконструкции событий для эксперимента NEMO 3 была разработана и опробована на данных эксперимента NEMO 2. Она основана на действии алгоритма клеточного автомата для поиска и восстановления треков⁶. Из-за конструктивных особенностей детектора NEMO было отдано предпочтение сегментной модели клеточного автомата⁷, когда элементарная ячейка представляет собой прямолинейный сегмент, соединяющий две сработавшие гейгеровские проволочки на соседних слоях. Логика построения клеточного автомата для поиска треков в эксперименте NEMO 2 строилась в соответствии с определением соседей, правил эволюции и течения времени:

Соседи — сегменты, касающиеся друг друга одним из своих концов.

Правила эволюции. В течение эволюции каждой ячейке присваивается целый номер её состояния, который характеризует его место на треке, и все ячейки в исходном состоянии имеют начальный номер 1. На каждом шаге развития автомата каждая ячейка смотрит на своих соседей на предыдущем слое и повышает свой номер на единицу, если на соседнем слое (или через один) есть сосед с таким же номером, что и у данной ячейки. Развитие автомата завершается, когда не оказывается соседей с одинаковыми номерами.

Течение времени. Время развивается дискретно тогда, когда все ячейки одновременно изменяют свои состояния.

В конце развития автомата система выдаёт состояния всех сегментов — претендентов на треки. Сбор их в треки производится, начиная с ячейки с наибольшим номером состояния, присоединяя к нему соседа с предыдущим значением состояния и т.д. до тех пор, пока не завершится процесс укомплектования трека, т.е. не будет соседа с номером состояния, меньшим на единицу. После завершения работы клеточного автомата производится дополнительный анализ качества найденного трека, позволяющий отбросить фантомные треки. Качество трека характеризуется номером сегментов, из которых он построен, и суммой углов между сегментами. Предпочтение даётся наиболее длинным (по количеству сегментов) и гладким трекам.

Новая программа реконструкции событий использовалась для обработки данных эксперимента NEMO 2, начиная с эксперимента с ^{116}Cd , и оказалась (для анализа $\beta\beta 2\nu$ -распада) в 35/5 раз быстрее в on-line/off-line режимах обработки и на 9% эффективнее программы, основанной на фильтре Кальмана. Было получено такое же значение периода полураспада ^{116}Cd , что и в предыдущем анализе [1, 2, 3]. Поэтому последний вариант реконструкции событий NEMO 2 было решено взять за основу для эксперимента NEMO 3.

Программы моделирования и анализа данных были разработаны в рамках пакета GEANT 3.21⁸ с помощью профессионального программного продукта EUCLID и интерфейса EUCLID-GEANT⁹. Описание устройства спектрометра NEMO 3 выполнено одинаковым образом для 20 секторов детектора. Исключение составляет описание

⁶T. Toffoli and N. Margolus, *Cellular Automata Machines: A New Environment for Modelling*, (MIT Press, Cambridge, MA, 1987)

⁷M.P. Bussa et al., *Nouvo Cimento*, **A 109** (1996) 327

⁸GEANT — *Detector description and simulation tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN (1994)

⁹EUCLID 3, version 1.1F, Matra Datavision (1994)

фольг источников, позиции которых индивидуальны и зафиксированы в соответствии с точной информацией о местонахождении каждой из них.

Генератор событий программы, называемый *GENBB*, обеспечивает возможность моделирования событий с кинематическими характеристиками различных видов двойных бета-распадов, а также распадов радиоактивных ядер, которые необходимы для анализа событий при описании внутренних и внешних фонов установки. Кроме того, имеется возможность разыгрывания кинематических параметров специальных событий, таких как комптоновское рассеяние γ -квантов или мёллеровское рассеяние внешних электронов, тем самым ускоряя процесс вычислений по сравнению с моделированием с помощью самой программы *GEANT*.

Для моделирования прохождения нейтронов через защиту детектора была задействована программа *GEANT/MICAP*¹⁰. Используя результаты нескольких тестовых измерений, сделанных на HPGe-детекторе и установке *NEMO 2*, подпрограмма генерации γ -квантов пакета *MICAP* была усовершенствована путём использования спектроскопической информации о ядрах.

В *NEMO 3* используется база данных *NEMO DB*, работающая с использованием библиотечных функций *MySQL*¹¹. Она содержит электронные версии журналов проведения работ с детектором *NEMO 3*, параметры калибровок пластмассовых сцинтилляторов и гейгеровских ячеек, а также информацию об условиях проведения сеанса набора данных.

Данные с установки *NEMO 3* передаются в вычислительный центр в Лионе (Франция). Они представляют собой компактно сгруппированную структуру формата *NTuple CWN (Column Wise Ntuple)*, доступную пользователям библиотеки *HBOOK (CERNlib)*. Для каждой экспозиции определяются и записываются на хранение в базу данных скорость счёта событий, эффективность работы гейгеровских счётчиков и калориметра, уровень радона в трековой камере. Эта информация используется при формировании так называемого рабочего списка экспозиций для анализируемого периода накопления данных и при воспроизведении условий работы детектора при моделировании.

Комбинируемая информация об отклике трекового объёма, срабатывании ФЭУ и реконструкции следов прохождения заряженных частиц позволяет различать в *NEMO 3* электроны, позитроны, γ -кванты и задержанные α -частицы, которые определяются следующим образом: электрон/позитрон (e^-/e^+) — восстановленный программой трекинга след отрицательной (положительной) кривизны, который начинается в фольге источника, проходит через трековый объём детектора и попадает в один из сработавших, изолированных от других сработавших сцинтилляторов; α -частица — группа одновременно (в пределах 1.5 мкс) сработавших гейгеровских ячеек, задержанных относительно времени запуска триггера на 20 – 700 мкс и сгруппированных между собой в пространстве камеры вблизи либо от электрона (позитрона), либо от вершины события; гамма-квант — группа сработавших сцинтилляторов, касающихся по крайней мере одной из своих сторон друг друга и неассоциированных с треками.

При средней скорости счёта событий 7.4 Гц двухэлектронные события составляют 0.15% от всех событий в $\beta\beta$ -данных. Это означает, что одно двухэлектронное событие регистрируется каждые 1.5 минуты.

¹⁰C. Zeitnitz and T.A. Gabriel, Nucl. Instr. and Meth. **A349** (1994) 106

¹¹<http://www.mysql.com>

Из полного объёма данных для дальнейшего анализа выбираются события, удовлетворяющие следующим критериям:

- Программа нахождения треков нашла один или два трека в событии. Согласно этому критерию далее ведётся запись события в один из промежуточных файлов при условии, что событие удовлетворяет всем нижеперечисленным критериям предварительного отбора.
- Количество сработавших сцинтилляционных счетчиков в событии не должно превышать 10.
- Оба трека должны идти против часовой стрелки, если взять за начало отсчёта точку их пересечения с фольгой источника (так называемая “отрицательная” кривизна треков). При анализе событий от нейтронного калибровочного источника данное условие заменяется на требование наличия одного “отрицательного” и одного “положительного” треков.
- Каждый трек должен иметь по крайней мере один отсчёт в ближайших к фольге источника четырёх слоях гейгеровских трубок.
- Каждый трек должен быть ассоциирован со сработавшим сцинтилляционным счетчиком, изолированным от других. Оба трека не могут быть ассоциированы с одним и тем же сцинтилляционным счетчиком.
- Энерговыделение в сцинтилляторе, ассоциированном с одним из треков, должно превышать 200 кэВ.
- Каждый трек должен пересекать фольгу источника. Координата пересечения считается вершиной трека.

При двухэлектронной топологии добавляются следующие критерии отбора:

- У каждого события должна быть найдена его вершина, т.е. предполагаемая координата вылета электрона из фольги источника, которая рассчитывалась лежащей посередине между вершинами треков.
- Вершина события должна находиться на фольге источника, состоящего из того же материала, что и материал фольг, где найдены обе вершины трека.
- При предварительном анализе также производится очень грубый отбор событий по расстоянию между вершинами треков (“ошибка вершины события”): в плоскости XY это расстояние должно быть менее 10 см и в вертикальном направлении Z — менее 12 см.
- Событие согласно времяпролетной методике должно быть внутренним.

Замечательной особенностью эксперимента NEMO 3 является возможность регистрации событий различной топологии. Это позволяет оценивать различные источники фона по одним каналам и проверять их и применять в других каналах анализа, после чего использовать полученные оценки фона в канале поиска искомого сигнала.

В четвёртой главе приводится методика и результаты исследования фона в детекторе NEMO 3. По местонахождению источника естественной радиоактивности фон

в детекторе NEMO 3 подразделяют на внешний и внутренний. При поиске безнейтринного бета-распада основным источником внутреннего фона является двухнейтринный бета-распад. По своей природе он неустраим, и степень его перекрытия с сигналом от двойного безнейтринного бета-распада определяется энергетическим разрешением детектора. Остальные источники внутреннего фона обусловлены радиоактивными загрязнениями в фольгах источников или внутри трековой камеры. При этом основной механизм образования фонового двухэлектронного события — бета-распад на возбужденное состояние дочернего ядра с последующим испусканием электрона конверсии. Другие возможные механизмы — это мёллеровское рассеяние бета-электрона в фольге источника и бета-распад на возбужденное состояние дочернего ядра с последующим испусканием гамма-кванта, который комптоновски рассеивается в фольге источника. Последний механизм может быть идентифицирован как двухэлектронное событие ($2e$), если рассеянный гамма-квант не зарегистрировался детектором.

Внешний фон обусловлен гамма-квантами, проникающими в трековый детектор извне. С помощью двойного комптоновского рассеяния или комптоновского и последующего мёллеровского рассеяний гамма-кванты могут образовать пару электронов, вылетающих из фольги источника. Если начальный и рассеянный гамма-кванты не зарегистрировались в детекторе, такое событие невозможно отличить от события $\beta\beta$ -процесса. Помимо этого, в фольге источника возможно образование электрон-позитронной пары, которая может быть принята за двухэлектронный процесс. Пересекающий объём детектора электрон с некоторой вероятностью тоже может имитировать ($2e$)-события. Основным источником внешнего фона является естественная радиоактивность ФЭУ и конструкционных элементов детектора.

Для уменьшения вклада космического излучения в фон детектор NEMO 3 был размещён в подземной низкофоновой лаборатории на глубине 4800 м в.э. под горным массивом Фреджус. Поток мюонов в лаборатории составляет $5 \times 10^{-5} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, потоки быстрых, медленных и тепловых нейтронов — несколько единиц на $10^{-6} \text{ нейтронов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Пассивная защита детектора NEMO 3 предназначена для подавления фона от гамма-излучения и нейтронов.

При распаде ^{226}Ra образуется инертный газ радон (^{222}Rn), который выделяется из скальных пород в воздух лаборатории. Радон живёт достаточно долгое время (период полураспада 3.8 дня) и может проникать через щели в полости под пассивную защиту детектора. При его распаде образуется ^{214}Bi , который является источником фона.

Содержание ^{222}Rn в трековой камере, которое определялось с помощью событий с альфа-треками, вычислялось как при мониторинговании уровня радона для каждого набора данных, так и для рабочего списка отобранных экспозиций, используемых в анализе. Результаты измерения уровня радона для рабочего списка экспозиций показали, что в среднем активность ^{214}Bi на проволочках вблизи фольг с источниками составляла $540 \pm 3 \text{ мБк}$, а активность ^{214}Bi на всех фольгах источника — $19.4 \pm 0.2 \text{ мБк}$.

Был разработан еще один метод определения уровня радона в трековой камере детектора по анализу внутренних $e\gamma$ -событий, который использовался для проверки оценки радона, сделанной по анализу событий с задержанными α -треками. Наблюдается хорошее согласие между двумя методами оценки уровня радона.

Для оценки внешнего фона используется канал ($e\gamma$), в котором во временном анализе накладывалось требование происхождения гамма-кванта вне фольги детектора. Оценка

вклада от различных внешних источников производилась путем одновременного фитирования экспериментальных спектров энергии электрона и гамма-кванта поэтапно в трех энергетических диапазонах. Основными компонентами внешнего фона являются радиоактивные примеси, содержащиеся в стекле ФЭУ (^{40}K , ^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac), а также ^{214}Bi от радона в полостях между стенками ФЭУ и пассивной защитой. Итоговые результаты определения внешнего фона от радиоактивных примесей, содержащихся в стекле ФЭУ, следующие: ^{40}K – 2041(22) Бк, ^{214}Bi – 320 Бк (из измерений на HPGe-детекторе), ^{208}Tl – 40.4(0.8) Бк; ^{228}Ac – 121.2(0.8) Бк. Содержание ^{214}Bi от радона в полостях между стенками ФЭУ и пассивной защитой определено на уровне 14.4(0.3) Бк/м³.

Содержание радиоактивных примесей ^{208}Tl внутри фольг источника – самый опасный источник фона при изучении двойного безнейтринного бета-распада. Из схемы распада ^{208}Tl следует, что β -распад ^{208}Tl всегда идет через возбужденный уровень ядра ^{208}Pb с энергией 2615 кэВ. Вместе с гамма-квантом энергии 2615 кэВ с вероятностью около 100% испускается второй гамма-квант (с энергией 583 или 860 кэВ), а вероятность испускания третьего гамма-кванта (с энергиями 277 или 510 кэВ) составляет около 35%. Для других радиоактивных ядер, которые могут содержаться с фольгах, вероятность испускания нескольких фотонов маловероятна. Поэтому для оценки загрязнения фольг примесями ^{208}Tl применялся анализ событий в каналах электрон и два гамма-кванта ($e2\gamma$) и электрон и три гамма-кванта ($e3\gamma$). Результаты анализа данных за ~4000 ча-

Таблица 1: Результаты измерений внутренних загрязнений фольг источников NEMO 3 (^{100}Mo м. – металлическая фольга ^{100}Mo , ^{100}Mo к. – композитная фольга ^{100}Mo). N – количество отобранных событий, A – активность ^{208}Tl , ^{234m}Pa , ^{211}Pb и ^{210}Pb . Также даны пределы на загрязнения примесями ^{208}Tl , полученные в измерениях на HPGe-детекторе.

Фольга источника	^{208}Tl , $e2\gamma$ -канал		^{208}Tl , $e3\gamma$ -канал		^{208}Tl HPGe-дет мкБк/кг	^{234m}Pa А мБк/кг	^{211}Pb , ^{207}Tl А мБк/кг	^{210}Pb А мБк/м ²
	N	A мкБк/кг	N	A мкБк/кг				
^{100}Mo м.	2	33(24)	12	132(40)	<133, <100	12.3(0.2)	2.2(0.3)	15
^{100}Mo к.	14	132(9)	16	86(22)	<167, <333	5.3(0.2)	1.0(0.3)	32.3
^{nat}Te	3	172(63)	5	172(77)	<83	2.5(0.1)	7.0(0.7)	5.8(2.5)
Cu	4	26(33)	1		<33	2.8(0.1)	0	15

сов измерений по каналу $e2\gamma$ и за ~5800 часов измерений по каналу $e3\gamma$ приведены в таблице 1.

В области низких энергий в двухэлектронный канал могут давать вклад не только распады от примесей ^{214}Bi и ^{208}Tl , но и загрязнения такими изотопами, как ^{40}K , ^{228}Ac , ^{234m}Pa , ^{211}Pb (и ^{207}Tl), ^{210}Pb . Активность гамма-излучения (^{40}K) измерялось на HPGe-детекторе, на величину активности других источников со слабым гамма-излучением получены лишь верхние пределы (^{228}Ac , ^{234m}Pa) [6]. Используя тот факт, что изотопы искомым загрязнений имеют различные значения энергии β -распада (Q_β), их содержание может быть измерено с помощью самого детектора NEMO 3. Для этого анализировались одиночные электроны от β -распада в 1e-канале. Результаты измерений приведены в таблице 1.

Продукт распада радона, ^{210}Pb ($T_{1/2}=23$ г), может осесть не только на поверхности фольг детектора, но и на поверхность гейгеровских проволочек. Его активность измерялась для событий с вершинами на проволочках по характерному энергетическому спектру электронов дочернего изотопа ^{210}Pb , ^{210}Bi ($Q_{\beta} = 1162$ кэВ). Было выяснено, что содержание ^{210}Pb отличается от сектора к сектору в несколько раз: от наименьшей $A(^{210}\text{Bi}) \approx 0.15$ мБк/м² в секторе 9 до наибольшей $A(^{210}\text{Bi}) \approx 1.17$ мБк/м² в секторе 16.

В качестве одного из способов проверки правильности определения составляющих фона проводилось сравнение спектров экспериментальных и моделированных событий для канала $e\gamma$ -событий от фольги. В данный канал практически не попадают события от $\beta\beta$ -распада, и, наоборот, значительны по величине вклады от всех остальных составляющих фона (рис. 4). Другой возможностью проверки оценки внешнего фона был

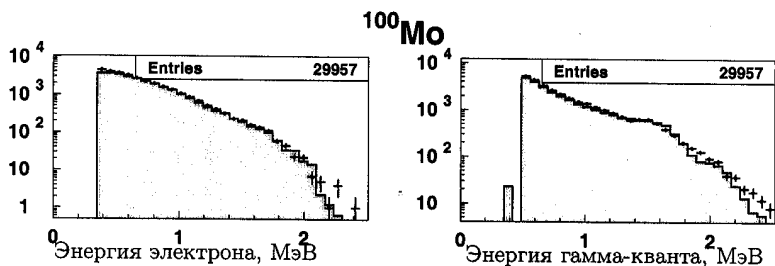


Рис. 4: Энергетические спектры электронов (слева) и гамма-квантов (справа) от фольг с источниками ^{100}Mo . Точками показаны экспериментальные данные, гистограммами серым цветом — распределения, полученные из математического моделирования фонов.

анализ $1e$ и $2e$ -событий в медной фольге, сектор с которой был установлен для этой цели в NEMO 3. Оба способа анализа показали, что в целом наблюдаемые события удовлетворительно описываются установленными источниками фона.

В пятой главе приводятся результаты исследований процессов $\beta\beta$ -распада ^{100}Mo в эксперименте NEMO 3. Измерение $\beta\beta$ -распада ^{100}Mo на основной уровень ^{100}Ru производилось 389 дней, начиная с февраля 2003 г по сентябрь 2004 г. Для этого было отобрано 224 679 двухэлектронных событий, удовлетворяющих следующим критериям отбора: два трека выходят из одной вершины, находящейся на фольге ^{100}Mo (расстояние между вершинами в поперечной плоскости должно быть меньше 4 см, а по вертикальной оси Z — меньше 8 см), а также по времени пролёта электронов событие должно соответствовать внутреннему. Суммарный вклад от фона составил 5362 ± 50 события, а отношение сигнала к фону — около 40 (рис. 5). Производя вычитание фона из экспериментальных данных и используя моделирование двойного бета-распада для определения эффективности (5.02%), был определен период полураспада $T_{1/2}$ для ^{100}Mo :

$$T_{1/2}(\beta\beta 2\nu) = [7.11 \pm 0.02(\text{стат}) \pm 0.54(\text{сист})] \times 10^{18} \text{ лет [7].}$$

Для поиска безнейтринной моды двойного бета-распада были изучены все возможные составляющие фона, которые могли бы имитировать $2\beta 0\nu$ -сигнал в энергетическом интервале суммарной энергии двух электронов (2.8-3.2) МэВ. Количество событий в

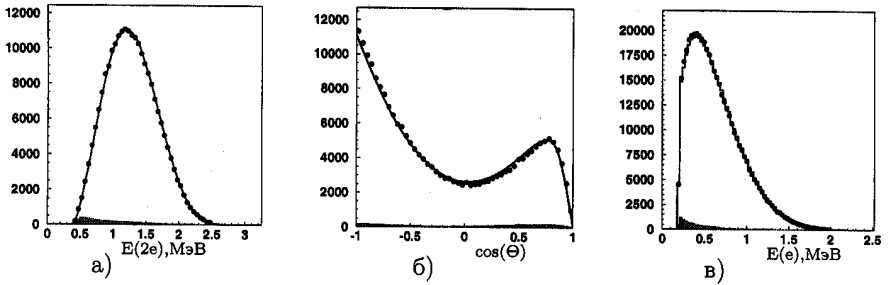


Рис. 5: а) Спектр суммарной энергии двух электронов, б) угловое распределение для двух электронов и в) спектр энергии каждого из электронов с вершинами в фольге ^{100}Mo после вычитания фона для времени измерения 7.369 кг-лет. Непрерывной линией изображены спектры, полученные из математического моделирования $\beta\beta 2\nu$ -распада, а заштрихованной гистограммой — фон.

данном диапазоне из-за внешних радиоактивных фонов, обусловленных главным образом примесями ^{214}Bi и ^{208}Tl в стекле ФЭУ, составляет $\leq 10^{-3}$ отсчетов/кг/год. Оценка ожидаемых фонов от нейтронов и высокоэнергетичных гамма-квантов — $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ отсчетов/кг/год. Радиоактивное загрязнение фольг источников примесями ^{208}Tl может дать ~ 0.1 отсчетов на кг источника в год. Из-за высокого уровня радона в трековой камере были измерены лишь верхние пределы на содержание ^{214}Bi в ^{100}Mo — < 350 мкБк/кг, что для исследуемой энергетической области может дать < 0.1 отсчетов на кг источника в год. События от двойного двухнейтринного бета-распада ^{100}Mo являются неустранимым фоном при поиске безнейтринной моды распада. Его вклад составляет ~ 0.3 отсчета/кг/год. Доминирующей составляющей фона в период набора данных до запуска антирадоновой фабрики был вклад от присутствия радона в трековой камере детектора — примерно 1 событие на кг источника в год для энергетического диапазона $\beta\beta 0\nu$ -распада.

На рис. 6а показана высокоэнергетичная часть спектра суммарной энергии двух электронов. В энергетическом диапазоне поиска сигнала от $\beta\beta 0\nu$ -распада ^{100}Mo , (2.8 – 3.2) МэВ, зарегистрировано 7 событий, а ожидаемый фон составляет 8.1 ± 1.3 события (погрешность главным образом связана с неточностью определения уровня радона). Для того, чтобы сделать независимую проверку правильности расчётов доминирующей составляющей фона (радона) выше 2.8 МэВ, строился спектр суммы энергий двух электронов для событий с вершинами в медной фольге и фольгах с натуральным и обогащённым теллуром (рис. 6б), где ожидается регистрация событий, обусловленных только содержанием радона в трековой камере. Из рисунка видно, что моделирование фона хорошо описывает наблюдаемые данные.

Для анализа двухэлектронных событий с суммарной энергией выше 2 МэВ применялся также метод максимального правдоподобия. За 389 эффективных дней набора данных с использованием анализа этим методом получено следующее ограничение на период $\beta\beta 0\nu$ -распада ^{100}Mo :

$$T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) > 4.6 \times 10^{23} \text{ лет (на 90\% у.д.) [7].}$$

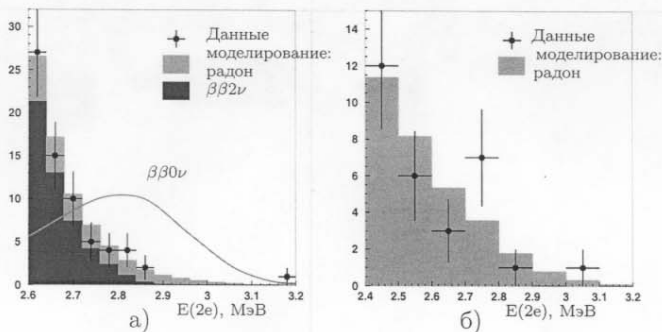


Рис. 6: Спектр суммарной энергии двух электронов в энергетическом диапазоне поиска $\beta\beta\nu$ -распада ^{100}Mo а) с вершинами в фольгах ^{100}Mo , б) — в фольгах с медью и теллуром. Гистограммами изображены спектры, полученные из математического моделирования фона: тёмно-серым цветом показан вклад от $\beta\beta 2\nu$ -распада, светло-серым цветом — вклад от радона внутри трековой камеры. Сплошная линия соответствует ожидаемому сигналу от $\beta\beta 0\nu$ -распада при $T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) = 5 \times 10^{22}$ лет.

Соответствующие верхние пределы на эффективную майорановскую массу находятся в интервале $\langle m_\nu \rangle < (0.7 - 2.8)$ эВ в зависимости от способа вычисления величины ядерного матричного элемента (ЯМЭ)^{12,13,14,15,16}.

Для модели с привлечением правых токов в слабом взаимодействии был получен предел на период полураспада ^{100}Mo $T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) > 1.7 \times 10^{23}$ лет и с использованием значения ЯМЭ¹⁷ было получено ограничение на константу связи правых токов с усреднением по лёгким нейтринным состояниям $\langle \lambda \rangle < 2.5 \times 10^{-6}$.

Для изучения $\beta\beta$ -распада ^{100}Mo на возбуждённые уровни ^{100}Ru анализировались данные за 8024 ч (0.92 года) измерений. Для этого отбирались двухэлектронные события с вершинами на фольгах ^{100}Mo , которые были согласно времяпролётной методике внутренними двухэлектронными событиями. Количество гамма-квантов, испущенных одновременно с электронами должно было быть равно двум для изучения распада на возбуждённый уровень 0_1^+ и одному — на уровень 2_1^+ , а их энергия не должна превышать 550 кэВ. В событии также требовалось отсутствие зарегистрированных α -частиц. Были разработаны и использовались два различных метода оценки фона. Метод Монте Карло (Метод 1) основан на математическом моделировании возможных фоновых процессов, другой метод (Метод 2) — использует для вычисления фона информацию о событиях с вершинами в немוליбденовых фольгах, когда ожидается зарегистрировать лишь фон от радона, идентичный для всех секторов детектора.

После отбора событий-кандидатов $\beta\beta 2\nu$ -распада ^{100}Mo на возбуждённый уровень

¹²V. A. Rodin *et al.*, Phys. Rev. C **68** (2003) 044302

¹³F. Šimkovic *et al.*, Phys. Rev. C **60** (1999) 055502

¹⁴M. Aunola *et al.*, Nucl. Phys. A **643** (1998) 207

¹⁵J. Suhonen *et al.*, Nucl. Phys. A **723** (2003) 271

¹⁶S. Stoica, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Nucl. Phys. A **694** (2001) 269

¹⁷M. Aunola *et al.*, Nucl. Phys. A **643** (1998) 207

0_1^+ из 160 событий примерно половина была приписана фону, поэтому с использованием двух методов оценки фона была проведена оптимизация кинематических критериев отбора событий для увеличения отношения сигнала к фону без значительной потери в эффективности регистрации сигнала ($\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+)$). Для этого, во-первых, из анализа исключались события с косинусом угла между гамма-квантом и электроном более 0.8. Во-вторых, было разыграно 1860 комбинаций кинематических параметров, из которых был выбран результат с максимальной величиной произведения отношения сигнала к фону (S/B) на эффективность регистрации сигнала ($\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+)$) (ϵ). Оптимизированный набор кинематических параметров вместе с соответствующим периодом полураспада $T_{1/2}(\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+))^{100}\text{Mo}$ и значениями самих критериев приведены в таблице 2. Распределения основных характеристик продуктов распада для отобран-

Таблица 2: Результаты оптимизации кинематических параметров при отборе событий для двух методов оценки фона: $T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0_1^+)$ — период полураспада, ϵ — эффективность регистрации $\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+)$ -сигнала, S/B — отношение сигнала к фону, Ntot — количество отобранных экспериментальных событий, $N\sigma$ — статистическая значимость сигнала, выраженная в количестве среднеквадратичных отклонений. Кинематические параметры — максимальная суммарная энергия двух электронов (E_{ee}^{max}), максимальная энергия каждого из электронов (E_e^{max}), минимальная суммарная энергия двух гамма-квантов ($E_{\gamma\gamma}^{min}$), минимальная энергия каждого из гамма-квантов (E_{γ}^{min}).

Метод	Энергетические параметры, кэВ				$T_{1/2}$ 10^{20} л.	ϵ 10^{-4}	S/B	Ntot	$N\sigma$
	E_{ee}^{max}	E_e^{max}	$E_{\gamma\gamma}^{min}$	E_{γ}^{min}					
Метод 1	1200	700	500	125	$5.7_{-0.9}^{+1.3}$	8.1	3.0	50	5.3
Метод 2					$5.6_{-1.0}^{+1.5}$		3.2		5.4

ных событий по методу 1 показаны на рис. 7(I). Ниже для сравнения также приведены и спектры, полученные методом 2. Окончательный результат измерения периода двойного двухнейтринного бета-распада ^{100}Mo на возбуждённый уровень $0_1^+ ^{100}\text{Ru}$:

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0_1^+) = 5.7_{-0.9}^{+1.3}(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.}) \cdot 10^{20} \text{ лет (метод 1)}.$$

При отборе событий для изучения безнейтринной моды двойного бета-распада ^{100}Mo на возбуждённый уровень $0_1^+ ^{100}\text{Ru}$ с целью уменьшения количества событий, обусловленных фонами, также накладывались условия, чтобы максимальная энергия каждого из электронов была менее 1600 кэВ, а энергия каждого из гамма-квантов была более 125 кэВ. Поиск сигнала этой моды распада определялся по двумерному распределению суммарной энергии гамма-квантов $E_{\gamma\gamma}$ в зависимости от суммарной энергии электронов E_{ee} (рис. 8). Для каждого бина такого распределения из моделирования находилось отношение эффективности регистрации сигнала ($\beta\beta 0\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+)$) ϵ_S к ожидаемой эффективности регистрации фоновых событий ϵ_B , а для всего распределения — его средняя величина $\langle \epsilon_S / \epsilon_B \rangle$. Если использовать в вычислениях только те бины, в которых предсказывается более высокое по отношению к фону содержание сигнала $\epsilon_S / \epsilon_B > \langle \epsilon_S / \epsilon_B \rangle$,

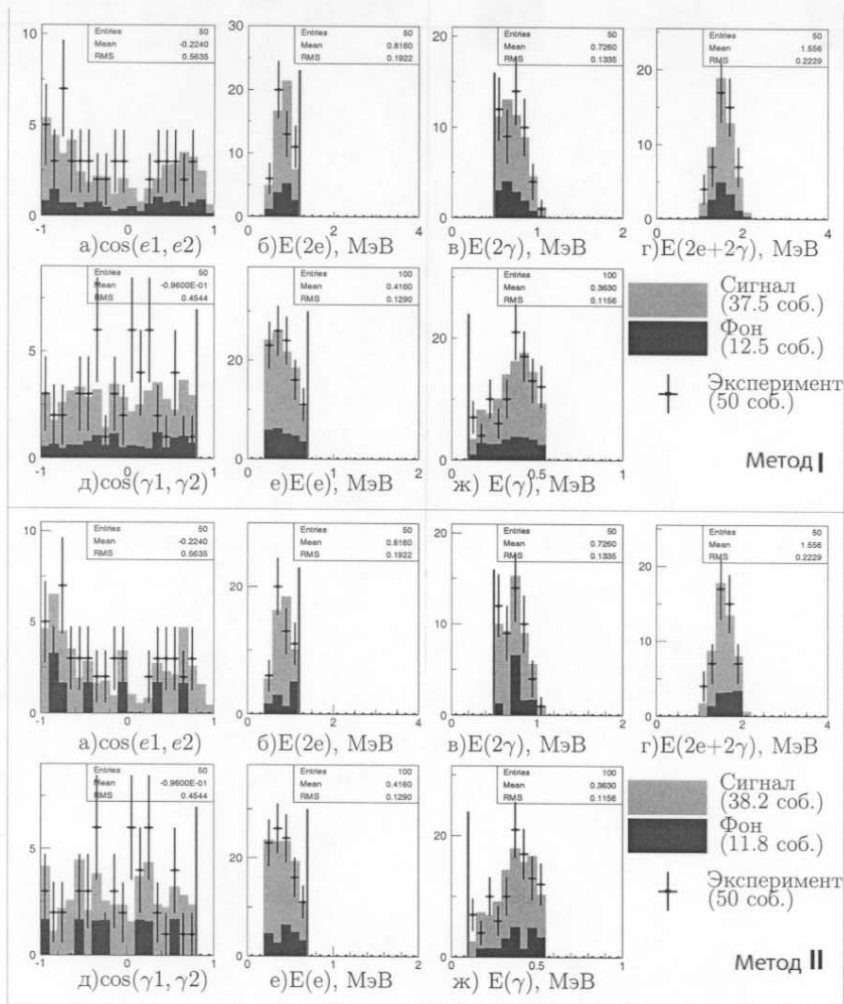


Рис. 7: Основные характеристики событий после окончательного отбора по кинематическим критериям, для методов (I) и (II): а) косинус угла между двумя электронами, б) – сумма энергий двух электронов, в) – сумма энергий двух гамма-квантов, г) – сумма энергий электронов и гамма-квантов, д) – косинус угла между двумя гамма-квантами, е) – энергии каждого из электронов, ж) – энергии каждого из гамма-квантов. Позиции фиксированных энергетических критериев отбора для лучших результатов показаны линиями ($E_{ee}^{max} = 1.2 \text{ МэВ}$, $E_e^{max} = 0.7 \text{ МэВ}$, $E_{\gamma\gamma}^{min} = 0.5 \text{ МэВ}$, $E_{\gamma}^{min} = 0.125 \text{ МэВ}$).

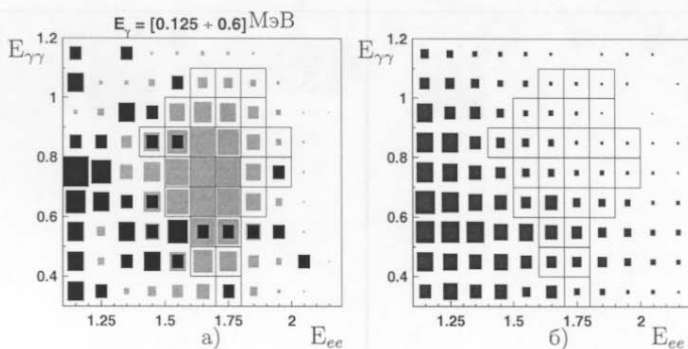


Рис. 8: Распределения зависимости суммарной энергии гамма-квантов ($E_{\gamma\gamma}$ в МэВ) от суммарной энергии электронов (E_{ee} в МэВ) для экспериментальных данных (чёрным цветом, рис.а) и моделированного фона (рис.б). Ожидаемое распределение сигнала $\beta\beta 0\nu(0_1^+)$ (серым цветом, рис.а) показано в масштабе в условных единицах. Рабочие бины для поиска сигнала выделены рамкой.

то в полезной области поиска эффекта, состоящей из 27 бинов, насчитывается 6 зарегистрированных экспериментальных событий. Из моделирования ожидается 6.6 фоновых событий, обусловленных главным образом радоном. Следовательно, можно сделать заключение о том, что статистически значимого сигнала не наблюдается. Для того, чтобы установить нижний предел на период полураспада, применялся метод, основанный на вычислении доверительных вероятностей при малой статистике (CLs method)¹⁸, рассматривающий бины энергетического распределения как независимые каналы поиска сигнала. Согласно этому методу верхний предел на сигнал на 90% у.д. равен 3.9 событиям. При этом учитывались как неопределённость в оценке фона, в основном из-за неточности знания уровня радона в трековой камере (20%), так и неопределённость оценки расчёта эффективности регистрации сигнала ($\beta\beta 0\nu(0^+ \rightarrow 0_1^+)$) из моделирования (5%). Эффективность регистрации сигнала в выделенной энергетической области согласно математическому моделированию составила 1.3%, и был установлен соответствующий период полураспада

$$T_{1/2}^{(0\nu)}(0^+ \rightarrow 0_1^+) > 8.9 \cdot 10^{22} \text{ лет (на 90\% у.д.) [8].}$$

Для поиска $\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 2_1^+)$ -распада ^{100}Mo отбирались двухэлектронные события с одним гамма-квантом. Было отобрано 531 экспериментальное событие, 465 из которых согласно математическому моделированию приписывается фоновым событиям. Неопределённость в вычислении количества недостающих событий, приписываемых искомому сигналу ($\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 2_1^+)$), при этом составляет 43.2 и включает в себя статистическую погрешность измерения и систематическую неопределённость вычисления фона. Используя полученную из математического моделирования эффективность регистрации сигнала ($\beta\beta 2\nu(0^+ \rightarrow 2_1^+)$) (0.45%), был установлен нижний предел периода двойного

¹⁸Th. Junk, Nucl. Instr. and Meth. A 434 (1999) 435

двухнейтринного бета-распада ^{100}Mo на возбуждённый уровень 2_1^+ ^{100}Ru :

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 2_1^+) > 1.1 \cdot 10^{21} \text{ лет (на 90\% у.д.) [8].}$$

Используя ту же методику, что и для 0ν -распада на возбуждённый уровень 0_1^+ , для поиска $\beta\beta 0\nu(0^+ \rightarrow 2_1^+)$ -распада ^{100}Mo для экспериментальных и моделированных данных анализировалось двумерное распределение энергии гамма-кванта в зависимости от суммы энергий электронов (рис. 9). Был отобран 31 рабочий бин распределения с

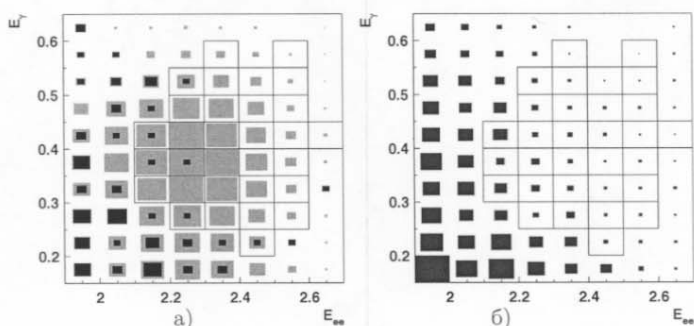


Рис. 9: Распределения энергии гамма-кванта (E_γ , в МэВ) от суммы энергий электронов (E_{ee} в МэВ) для экспериментальных данных (чёрным цветом рис.а) и для моделированного фона (рис.б). Ожидаемое распределение сигнала $\beta\beta 0\nu$ на уровень 2_1^+ показано в условном масштабе (серым цветом, рис.а). Рабочие бины выделены чёрной рамкой.

отношением $\varepsilon_S/\varepsilon_B$, превышающим среднее значение по всему распределению. Внутри рабочих бинов эффективность регистрации сигнала ($\beta\beta 0\nu(0^+ \rightarrow 2_1^+)$) согласно математическому моделированию составила 2.9%, наблюдалось 6 экспериментальных событий при ожидаемом фоне в 5.7 события. Во всех вычислениях учитывалась погрешность в определении фона (20%) и сигнала (5%). На 90% у.д. исключилось 4.9 события, и найден соответствующий предел:

$$T_{1/2}^{(0\nu)}(0^+ \rightarrow 2_1^+) > 1.6 \cdot 10^{23} \text{ лет (на 90\% у.д.) [8].}$$

В **заклЮчении** приводятся основные результаты, полученные в диссертации.

- Разработана методика временной калибровки сцинтилляционного калориметра детектора NEMO 3 и проведена временная калибровка калориметра [6].
- Создано программное обеспечение для поиска и восстановления треков в детекторе NEMO 3 на основе применения алгоритма клеточного автомата [1, 2, 3].
- Разработана и опробована на практике методика оценки фона, с помощью которой по данным эксперимента NEMO 3 были измерены или определены напрямую все компоненты фона.

Получены следующие физические результаты:

1. Изучен $\beta\beta 2\nu$ -распад ^{100}Mo на основной уровень дочернего ядра ^{100}Ru и измерен с рекордной точностью период полураспада ^{100}Mo :

$$T_{1/2}(\beta\beta 2\nu) = [7.11 \pm 0.02(\text{стат}) \pm 0.54(\text{сист})] \times 10^{18} \text{ лет} [7].$$

Впервые с высокой точностью измерены спектры суммарной энергии двух электронов, парциальной энергии каждого из электронов, а также угловое распределение электронов в $\beta\beta 2\nu$ -распаде ^{100}Mo [4, 5, 7].

2. Установлен лучший в измерениях с ^{100}Mo нижний предел на $\beta\beta 0\nu$ -распад ^{100}Mo за счёт массового механизма и получен соответствующий верхний предел на эффективную майорановскую массу:

$$T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) > 4.6 \times 10^{23} \text{ лет}; \quad \langle m_\nu \rangle < (0.7 - 2.8) \text{ эВ (на 90\% у.д.)} [7].$$

3. Установлен новый нижний предел на $\beta\beta 0\nu$ -распад ^{100}Mo для механизма с привлечением правых токов и получен соответствующий верхний предел на константу связи λ :

$$T_{1/2}(\beta\beta 0\nu) > 1.7 \times 10^{23} \text{ лет}; \quad \langle \lambda \rangle < 2.5 \times 10^{-6} \text{ (на 90\% у.д.)} [7].$$

4. Изучен $\beta\beta 2\nu$ -распад ^{100}Mo на возбуждённый уровень 0_1^+ дочернего ядра ^{100}Ru и измерен с рекордной точностью период полураспада:

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 0_1^+) = 5.7_{-0.9}^{+1.3}(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.}) \cdot 10^{20} \text{ лет} [8].$$

Впервые в эксперименте по исследованию процессов $\beta\beta$ -распада на возбуждённые уровни измерены все характеристики распада: энергетические и угловые распределения электронов и гамма-квантов, суммарной энергии электронов, суммарной энергии гамма-квантов, полной зарегистрированной энергии распада.

5. Получен лучший нижний предел на $\beta\beta 0\nu$ -распад на возбуждённый уровень 0_1^+ в измерениях с ^{100}Mo :

$$T_{1/2}^{(0\nu)}(0^+ \rightarrow 0_1^+) > 8.9 \cdot 10^{22} \text{ лет (на 90\% у.д.)} [8].$$

6. Установлен нижний предел на $\beta\beta 2\nu$ -распад на возбуждённый уровень 2_1^+ :

$$T_{1/2}^{(2\nu)}(0^+ \rightarrow 2_1^+) > 1.1 \cdot 10^{21} \text{ лет (на 90\% у.д.)} [8].$$

7. Получен лучший нижний предел на $\beta\beta 0\nu$ -распад на возбуждённый уровень 2_1^+ в измерениях с ^{100}Mo :

$$T_{1/2}^{(0\nu)}(0^+ \rightarrow 2_1^+) > 1.6 \cdot 10^{23} \text{ лет (на 90\% у.д.)} [8].$$

Публикации

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 8 работах:

- [1] V. Kovalenko and NEMO Collaboration, "Cellular Automaton and Elastic Net for Event Reconstruction in the NEMO-2 Experiment", Nucl. Instr. and Meth. A389 (1997) 169.
- [2] I. Kisel, V. Kovalenko, et al., "Cellular Automaton and Elastic Net for Event Reconstruction in the NEMO-2 Experiment", Nucl. Instr. and Meth. A387 (1997) 433.
- [3] R. Arnold, ..., V. Kovalenko, et al., "Double- β Decay of ^{116}Cd ", Z. Phys. C 72 (1996) 239-247.
- [4] R. Arnold, ..., V. Kovalenko, et al., "Study of 2β -decay of ^{100}Mo and ^{82}Se using the NEMO 3 detector", Письма в ЖЭТФ, vol. 80, iss.6, (2004) 429-433
- [5] O. Kochetov, ..., V. Kovalenko, et al., "First results of NEMO-3", Ядерная физика, том 67, N11, (2004) 2018-2024.
- [6] R. Arnold, ..., V. Kovalenko, et al., "Technical design and performance of the NEMO 3 detector", Nucl. Instr. and Meth. A536 (2005) 79-122.
- [7] R. Arnold, ..., V. Kovalenko, et al., "First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector", Phys. Rev. Letters, PRL 95, 182302 (2005).
- [8] R. Arnold, ..., V. Kovalenko, et al., "Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the NEMO 3 experiment", submitted to Nuclear Physics.

Получено 23 августа 2006 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 23.08.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,88. Тираж 100 экз. Заказ № 55430.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/