



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б- 89

6-2001-250

На правах рукописи
УДК 539.165

БРУДАНИН
Виктор Борисович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА**

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

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

Дубна 2001

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
имени В.П.Джелепова
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

Микаэлян
Лев Александрович

доктор физико-математических наук,
профессор

Петрухин
Анатолий Афанасьевич

доктор физико-математических наук,
профессор

Зинов
Валентин Григорьевич

Ведущая организация:

Институт теоретической
и экспериментальной физики,
г. Москва

Защита диссертации состоится “___” _____ 2001 г. на заседании
диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте ядерных исследований,
г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “___” _____ 2001 г.

Ученый секретарь совета
доктор физико-математических наук

Багусов Ю.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

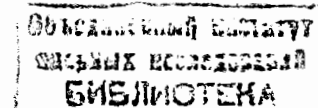
В июле 2001 года коллаборация SNO (Sudbury Neutrino Observatory, Канада) впервые сообщила о том, что, с одной стороны, полное число нейтрино от ^8B - ветви солнечного термоядерного синтеза, зарегистрированных в SNO, находится в полном согласии с предсказаниями Стандартной Солнечной Модели (SSM), но, с другой стороны, число зарегистрированных электронных нейтрино существенно меньше предсказываемого для случая отсутствия нейтринных осцилляций. Этот экспериментальный результат явно указывает на то, что нейтрино различных ароматов имеют ненулевые массы покоя и обладают свойством смешивания ароматов, что проявляется в виде нейтринных осцилляций - переходов одних типов нейтрино в другие.

Объявленный двумя годами ранее результат коллаборации Super Kamiokande (Япония) утверждает, что регистрация атмосферных нейтрино также показала наличие нейтринных осцилляций. Совместный анализ данных SNO и SK делает этот вывод достаточно обоснованным и дает хороший повод для обсуждения возможных сценариев нейтринных массовых состояний (массовых иерархий, обратных иерархий и т.д.).

Полученный несколькими годами ранее результат по измерению реакторных нейтрино с помощью детектора LSND (Large Scintillation Neutrino Detector, США) тоже указывал на наличие нейтринных осцилляций, но извлекаемые из этого результата параметры на квадрат разницы масс и угол смешивания между нейтрино разных типов существенно отличаются от полученных в экспериментах SNO и SK. Эксперимент MiniBooNE (FermiLab, США) должен в скором времени провести независимую проверку результатов, полученных в LSND. Если MiniBooNE подтвердит результат LSND, тогда возможным объяснением всех имеющихся результатов по нейтринным осцилляциям будет необходимость введения четвертого, "стерильного" семейства нейтрино.

Однако, несмотря на такие выдающиеся успехи современных экспериментов по регистрации солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино, вопрос об абсолютных величинах собственных нейтринных массовых состояний до сих пор остается открытым.

Только совместный анализ новых экспериментов по безнейтринному двойному бета распаду и по измерению бета спектра низкоэнергичных бета-переходов может привести к экспериментальному установлению этих величин. Более того, для завершенности теории важно знать, являются ли нейтрино тождественными своим античастицам (майорановское нейтрино) или нет (дираковское нейтрино).

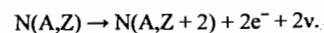


Ответ на этот вопрос могут дать только положительные результаты по регистрации безнейтринного двойного бета распада. До сегодняшнего дня наиболее чувствительными экспериментами по поиску безнейтринного двойного бета распада были "калориметрические" эксперименты с использованием сверхчистых германиевых детекторов, изготовленных из обогащенного ^{76}Ge (Heidelberg-Moscow, Gran Sasso, Италия и IGEX, Canfrank, Испания и Баксан, Россия). В этих экспериментах был достигнут предел на время жизни ^{76}Ge относительно безнейтринного двойного бета распада более $1.9 \cdot 10^{25}$ лет, что соответствует ограничению на массу майорановского электронного нейтрино менее 0.3 – 1.0 эВ, в зависимости от неопределенности расчетной величины ядерного матричного элемента. Набор данных в обоих экспериментах продолжался более 10 лет и к настоящему времени предел чувствительности этих экспериментов вышел на насыщение. Настало время создания экспериментальных установок нового поколения.

К таким установкам по праву относится трековый детектор NEMO-3, способный измерять не только суммарную энергию бета-бета распада, но и все остальные параметры этого процесса одновременно для всех практически интересных 2β -распадных изотопов с общей массой до 10 кг. На первом этапе измерений с 7 кг ^{100}Mo на NEMO-3 планируется достигнуть чувствительности по времени жизни порядка $5 \cdot 10^{24}$ лет или предела на массу нейтрино 0.1 – 0.4 эВ. На следующих этапах с 10 кг ^{82}Se , а затем и с 10 кг ^{150}Nd будет достигнута рекордная чувствительность для определения массы электронного нейтрино.

Модель Глэшоу-Вайнберга-Салама, объединяющая электромагнитные и слабые взаимодействия, рассматриваемая вместе с квантовой хромодинамикой, известна как стандартная модель (СМ) физики частиц. СМ является одной из наиболее успешных теоретических схем в физике элементарных частиц. Открытия нейтральных токов и переносчиков слабого взаимодействия, W - и Z -бозонов, а также открытие тяжелого t -кварка, предсказанных СМ, подтвердили её справедливость. До сих пор СМ была в состоянии объяснить все имеющиеся экспериментальные данные с высокой степенью точности.

В стандартной модели разрешен двухнейтринный двойной бета-распад ($2\nu\beta\beta$ -распад), в котором всегда испускаются два электрона (позитрона) и два антинейтрино (нейтрино):



Безнейтринный двойной бета-распад ($0\nu\beta\beta$ -распад) в СМ запрещен из-за нарушения лептонного числа на две единицы:

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В июле 2001 года коллаборация SNO (Sudbury Neutrino Observatory, Канада) впервые сообщила о том, что, с одной стороны, полное число нейтрино от ^8B -ветви солнечного термоядерного синтеза, зарегистрированных в SNO, находится в полном согласии с предсказаниями Стандартной Солнечной Модели (SSM), но, с другой стороны, число зарегистрированных электронных нейтрино существенно меньше предсказываемого для случая отсутствия нейтринных осцилляций. Этот экспериментальный результат явно указывает на то, что нейтрино различных ароматов имеют ненулевые массы покоя и обладают свойством смешивания ароматов, что проявляется в виде нейтринных осцилляций - переходов одних типов нейтрино в другие.

Объявленный двумя годами ранее результат коллаборации Super Kamiokande (Япония) утверждает, что регистрация атмосферных нейтрино также показала наличие нейтринных осцилляций. Совместный анализ данных SNO и SK делает этот вывод достаточно обоснованным и дает хороший повод для обсуждения возможных сценариев нейтринных массовых состояний (массовых иерархий, обратных иерархий и т.д.).

Полученный несколькими годами ранее результат по измерению реакторных нейтрино с помощью детектора LSND (Large Scintillation Neutrino Detector, США) тоже указывал на наличие нейтринных осцилляций, но извлекаемые из этого результата параметры на квадрат разницы масс и угол смешивания между нейтрино разных типов существенно отличаются от полученных в экспериментах SNO и SK. Эксперимент MiniBooNE (FermiLab, США) должен в скором времени провести независимую проверку результатов, полученных в LSND. Если MiniBooNE подтвердит результат LSND, тогда возможным объяснением всех имеющихся результатов по нейтринным осцилляциям будет необходимость введения четвертого, "стерильного" семейства нейтрино.

Однако, несмотря на такие выдающиеся успехи современных экспериментов по регистрации солнечных, атмосферных и реакторных нейтрино, вопрос об абсолютных величинах собственных нейтринных массовых состояний до сих пор остается открытым.

Только совместный анализ новых экспериментов по безнейтринному двойному бета распаду и по измерению бета спектра низкоэнергичных бета-переходов может привести к экспериментальному установлению этих величин. Более того, для завершенности теории важно знать, являются ли нейтрино тождественными своим античастицам (майорановское нейтрино) или нет (дираковское нейтрино).

Ответ на этот вопрос могут дать только положительные результаты по регистрации безнейтринного двойного бета распада. До сегодняшнего дня наиболее чувствительными экспериментами по поиску безнейтринного двойного бета распада были "калориметрические" эксперименты с использованием сверхчистых германиевых детекторов, изготовленных из обогащенного ^{76}Ge (Heidelberg-Moscow, Gran Sasso, Италия и IGEX, Canfrank, Испания и Баксан, Россия). В этих экспериментах был достигнут предел на время жизни ^{76}Ge относительно безнейтринного двойного бета распада более $1.9 \cdot 10^{25}$ лет, что соответствует ограничению на массу майорановского электронного нейтрино менее 0.3 – 1.0 эВ, в зависимости от неопределенности расчетной величины ядерного матричного элемента. Набор данных в обоих экспериментах продолжался более 10 лет и к настоящему времени предел чувствительности этих экспериментов вышел на насыщение. Настало время создания экспериментальных установок нового поколения.

К таким установкам по праву относятся трековый детектор NEMO-3, способный измерять не только суммарную энергию бета-бета распада, но и все остальные параметры этого процесса одновременно для всех практически интересных 2β -распадных изотопов с общей массой до 10 кг. На первом этапе измерений с 7 кг ^{100}Mo на NEMO-3 планируется достигнуть чувствительности по времени жизни порядка $5 \cdot 10^{24}$ лет или предела на массу нейтрино 0.1 – 0.4 эВ. На следующих этапах с 10 кг ^{82}Se , а затем и с 10 кг ^{150}Nd будет достигнута рекордная чувствительность для определения массы электронного нейтрино.

Модель Глэшоу-Вайнберга-Салама, объединяющая электромагнитные и слабые взаимодействия, рассматриваемая вместе с квантовой хромодинамикой, известна как стандартная модель (СМ) физики частиц. СМ является одной из наиболее успешных теоретических схем в физике элементарных частиц. Открытия нейтральных токов и переносчиков слабого взаимодействия, W - и Z -бозонов, а также открытие тяжелого t -кварка, предсказанных СМ, подтвердили её справедливость. До сих пор СМ была в состоянии объяснить все имеющиеся экспериментальные данные с высокой степенью точности.

В стандартной модели разрешен двухнейтринный двойной бета-распад ($2\nu\beta\beta$ -распад), в котором всегда испускаются два электрона (позитрона) и два антинейтрино (нейтрино):



Безнейтринный двойной бета-распад ($0\nu\beta\beta$ -распад) в СМ запрещен из-за нарушения лептонного числа на две единицы:



Несмотря на успехи стандартной модели, она не является окончательной теорией. В этой модели остается без ответа несколько существенных вопросов. Хорошо известными примерами являются проблемы иерархий масс, квантования электрического заряда. Известны также и проблемы, которые встречается СМ в космологии и астрофизике. Так, например, проблема холодной темной материи во Вселенной не находит адекватного объяснения в этой модели.

Все это стимулирует многочисленные попытки поиска более фундаментальной теории, способной дать единую основу для описания всех взаимодействий, включая и гравитацию. За последнее время на этом пути достигнуты впечатляющие успехи, так что постепенно становится общепринятой точка зрения о том, что открытие экспериментальных проявлений новой физики — дело времени.

Безнейтринный двойной бета-распад $0\nu 2\beta$ является тем процессом, экспериментальное открытие которого и будет одним из проявлений новой физики. Сам факт существования $2\beta(0\nu)$ – распада связан со следующими фундаментальными аспектами физики элементарных частиц:

- несохранением лептонного числа,
- наличием у нейтрино массы,
- существованием правых токов в электрослабом взаимодействии.
- существованием безмассового голдстоуновского бозона - майорона.

Основной интерес к этому процессу, конечно же, связан с проблемой массы нейтрино: если $0\nu 2\beta$ -распад будет обнаружен, то, по современным представлениям, это будет означать, что масса покоя хотя бы одного нейтрино отлична от нуля и нейтрино есть частица майорановского типа.

В настоящее время экспериментально определены лишь нижние пределы на периоды полураспада по безнейтринному каналу ($T_{1/2}^{0\nu}$) различных ядер. Эти пределы используются для получения ограничений на величину майорановской массы нейтрино, параметры примеси правых токов, константу связи майорона с нейтрино и т.д. Однако, неопределенности в расчетах ядерных матричных элементов (ЯМЭ) не позволяют получить достаточно надежные ограничения на эти фундаментальные величины. В связи с этим особое значение приобретает исследование двухнейтринного двойного бета-распада ($2\nu 2\beta$), так как это позволяет получать информацию о значениях ЯМЭ(2ν) для различных ядер, что, в свою очередь, способствует совершенствованию теоретических представлений о 2β -распаде и повышению точности расчетов как ЯМЭ(2ν), так и

ЯМЭ(0ν). Причем очень важно исследовать 2ν2β-процессы в самых разных переходах - на основные и возбужденные состояния дочерних ядер в 2β⁻, 2β⁺, Кβ⁺- и 2К-процессах. Следует также отметить, что 2ν2β-распад является неустраняемым фоном для 0ν2β-распада.

В связи с вышесказанным основной целью диссертационной работы является разработка и создание детекторов нового поколения для регистрации двойного бета-распада и экспериментальное исследование 0ν2β - и 2ν2β - распадов для ядер ⁴⁸Ca, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd.

Для достижения данной цели решались следующие задачи:

- оптимальный выбор изотопов для исследований и создание на их основе образцов (источников) для проведения измерений;
- измерение радиоактивных примесей в образцах для исследований;
- химическая очистка образцов от радиоактивных примесей;
- моделирование и выбор типов детекторов для исследования 2β -процессов;
- отбор низкофоновых материалов для конструкции детекторов;
- разработка методов подавления, идентификации и контроля радиоактивного фона;
- разработка и создание трековых и калориметрических детекторов для исследования 2β -процессов;
- разработка программного обеспечения для моделирования и обработки экспериментальных данных;
- обработка результатов и анализ полученных данных.

Достижение поставленных целей осуществлялось с использованием следующих методических приемов:

- использование образцов с высокой степенью обогащения по исследуемому изотопу;
- применение сверхчистых (по радиоактивности) материалов;
- использование высокоэффективных низкофоновых трековых и калориметрических детекторов;
- использование прецизионных методов γ - и β - спектрометрии;
- применение современных расчетных программ, использующих различные ядерные модели и базы данных.

Научная новизна работы.

1. Впервые для исследования 2β-распада в составе одной установки используются как высокоэффективные трековые, так и калориметрические детекторы (спектрометры NEMO2, NEMO3);
2. Впервые для исследования 2β-распада используется несколько ядер-кандидатов, измеряемых одновременно, в одинаковых условиях и на одной экспериментальной установке (независимость источника и детектора – одна из основных идей при создании спектрометров NEMO и TGV). Это приводит к меньшей зависимости результатов экспериментальных оценок массы нейтрино от возможных неопределенностей моделей ядерной структуры и величин матричных элементов исследуемых ядер;
3. При исследовании 2β-распада, впервые, в одном эксперименте, с большой точностью измеряются все характеристики распада (энергетические и угловые распределения двух электронов, энергетические распределения для одиночных электронов, временные характеристики распада) в одних и тех же фоновых условиях;
4. Получены новые наиболее точные значения для периодов полураспада по каналу 2β2ν с измерением всех характеристик распада для четырех ββ-изотопов;
5. Для широкого круга ядер получены новые ограничения на периоды полураспада для различных мод ββ-распада.

Практическая ценность работы.

1. Разработаны и созданы спектрометры (NEMO-2, TGV-1) для исследования двойных бета-процессов, на которых проведены экспериментальные исследования различных мод двойного бета-распада для широкого круга ядер.
2. Разработана технология производства и создана технологическая линия по производству низкофоновых пластмассовых сцинтилляторов на основе полистирола. Пластмассовые сцинтилляторы, изготовленные на этой технологической линии, применяются в экспериментах NEMO, TGV и в других экспериментах, проводимых в ЛЯП ОИЯИ, а также в приборах радиационного контроля на Курской и Игналинской (Литва) атомных электростанциях.
3. Разработаны методы идентификации, контроля и снижения радиоактивного фона.
4. Результаты исследований 2β-распада, полученные в настоящей работе, широко используются для проверки различных схем расчета ядерных матричных элементов

и цитируются в научной литературе. Большая часть результатов включена в таблицы данных по свойствам элементарных частиц "Review of Particle Physics".

Положения и результаты, выносимые на защиту.

1. Разработка и создание трекового калориметрического детектора NEMO-2 для исследования $2\beta^-$ -распада.
2. Результаты исследования процессов $2\beta^-$ -распада ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{96}Zr и ^{94}Zr на детекторе NEMO-2.
3. Разработка и создание высокоэффективного трекового калориметрического детектора нового поколения NEMO-3 для исследования $2\beta^-$ -распада ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{48}Ca , ^{96}Zr и ^{94}Zr с чувствительностью к массе нейтрино ~ 0.1 eV.
4. Разработка и создание полупроводникового спектрометра TGV для исследования различных мод и механизмов $2\beta^-$ -распада ^{48}Ca и ^{106}Cd .
5. Результаты исследования, идентификации и селекции фоновых процессов на спектрометрах NEMO-2, NEMO-3 и TGV.
6. Результаты исследования β^- - и $2\beta^-$ -распада ^{48}Ca .

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации докладывались на семинарах в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (Дубна), в Институте теоретической и экспериментальной физики (Москва), в Центре ядерной спектроскопии и ядерных масс (Орсе, Франция), лаборатории линейных ускорителей (LAL, Орсе, Франция), а также на международном симпозиуме по слабым и электромагнитным взаимодействиям в ядрах WEIN'95, Осака 1995; международной конференции NEUTRINO'98, Токаяма 1998; европейской конференции по физике высоких энергий НЕР'95, Брюссель 1995; трех международных конференциях по ядерной спектроскопии (Санкт-Петербург'95, Дубна'99, Санкт-Петербург'2000); совещаниях по проблемам двойного бета-распада MEDEX'97, '99 (Прага'97 и '99); международных конференциях "Новая физика в неускорительных экспериментах" NANP'97, '99, '01, Дубна, 1997, 1999, 2001.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 32 работы в том числе 20 в журналах: Ядерная физика – 3, Письма в ЖЭТФ – 1, Изв. РАН Сер. физ. – 1, Nucl. Instr. Meth. A – 4, Nucl. Phys. A – 4, Phys. Rev. D – 1, Phys. Lett. B – 1, Mod. Phys. Lett. A – 1, Z. Phys. A – 1, Czech. J. Phys. – 2, Acta Phys. Pol. – 1.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения и включает в себя 130 страниц текста, 28 рисунков и 8 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована принципиальная необходимость исследования двойного бета-распада. Сформулирована цель работы, обоснована актуальность проведенных в диссертации исследований и изложено ее краткое содержание.

Первая глава носит вводный характер. Основная цель главы – ввести определения и обозначения, используемые в последующих главах диссертации. Изложены основы теории двойного бета-распада в свете современных калибровочных теорий, показана зависимость характеристик этого процесса от параметров теоретических моделей. Приведен краткий обзор экспериментальных методов, применяемых для исследования двойных бета-процессов, описаны наиболее чувствительные эксперименты, осуществляющиеся в настоящее время и планирующиеся на ближайшее будущее в ряде научных лабораторий мира. Рассмотрены геохимические, радиохимические и прямые эксперименты по поиску и регистрации $2\beta^-$ -распада. Для прямых экспериментов отдельно рассматриваются два класса: 1) с "активным $\beta\beta$ -источником" (материал содержащий $\beta\beta$ -изотоп, входит в состав активного объема детектора); 2) с "пассивным источником" (тонкий слой источника помещается между регистрирующими детекторами). Проводится анализ преимуществ и недостатков, присущих каждому из этих экспериментальных подходов. Показана необходимость изучения $2\beta^-$ -процессов на широком круге ядер с использованием различных методов.

Во второй главе рассмотрен трековый калориметрический детектор для измерения двойного бета-распада NEMO-2 [1,2,3]. Этот детектор является прототипом детектора нового поколения NEMO-3 [4]. Основной целью при создании этого прибора было изучение различных источников радиоактивного фона, выбор конструкционных материалов для детектора NEMO 3, отработка методики измерения треков и энергии электронов, изучение возможных систематических погрешностей. Тем не менее, NEMO-2 получился достаточно высокочувствительным детектором для исследования $2\nu^-$ - и $0\nu\chi^-$ - распадов ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{96}Zr и ^{94}Zr . Детектор был установлен в подземной низкофоновой лаборатории Фреджус на глубине 4800 м в.э. и проработал с

апреля 1991 г. по август 1997 г. Детектор NEMO-2 (см. рис. 1.) состоит из трекового объема (1 м^3), заполненного газовой смесью ($\text{He} + 4\%$ этилового спирта). Давление газовой смеси на 1 мбар выше атмосферного давления. Средняя плотность газа в чувствительном объеме - 0.2 мг/см^3 , что приводит к энергетическим потерям 14 кэВ для 1 МэВ электрона, перескающего 50 см газовой объема. Это позволяет восстанавливать треки электронов с энергией от 100 кэВ.

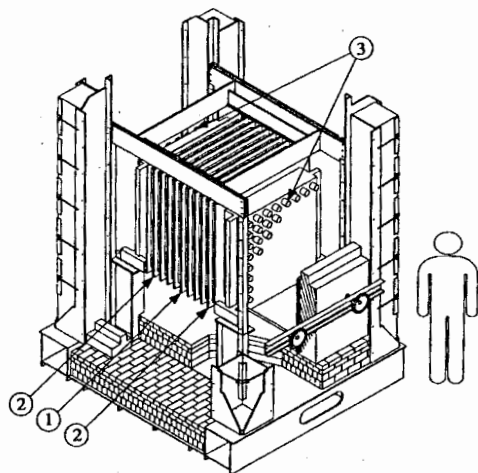


Рис. 1. Схема экспериментальной установки NEMO-2 (пассивная защита не показана). 1 - центральная плоскость, поддерживающая источник; 2 - трековый детектор (10 плоскостей с 2×32 гейгеровскими ячейками в каждой); 3 - плоскости сцинтилляционных счетчиков.

Трековый объем делится пополам плоскостью источника ($1 \times 1\text{ м}^2$). С каждой стороны источника находится по 10 плоскостей с 32 гейгеровскими ячейками в каждой. Аноды и катоды открытых гейгеровских ячеек выполнены из никелевой проволоки диаметром 100 мкм. Ячейки в соседних плоскостях ориентированы под углом 90° друг к другу. Каждая сработавшая гейгеровская ячейка дает информацию о дрейфовом времени и двух временах размножения плазмы, что обеспечивает трехмерные измерения положения заряженной частицы. Дрейфовое время используется для определения поперечной позиции, а времена плазменного распространения используются для определения продольной позиции. Используя измерение треков космических лучей, были установлены отношения между дрейфовым временем и расстоянием траектории от центрального провода. Продольная позиция определяется из разности по времени

сигналов, полученных на обоих концах катодных проводов. Средняя поперечная разрешающая способность - 500 мкм, а продольная разрешающая способность - 4.7 мм. Для электронов с низкими энергиями учитывались эффекты многократного рассеяния в газовой смеси, а также взаимодействия с проволочками ячеек.

Энергия частиц измеряется пластмассовым сцинтилляционным калориметром. Калориметр состоит из двух параллельных плоскостей, каждая из которых состоит из 64 идентичных пластмассовых сцинтилляционных детекторов с форматом 8×8 счетчиков. Размеры сцинтилляторов - $12 \times 12 \times 2.25\text{ см}^3$. Толщина сцинтиллятора была выбрана из расчета полной остановки электронов с энергиями до 4 МэВ. Каждый счетчик состоит из пластмассового сцинтиллятора NE110, обращенного в сторону источника, и $\text{CsI}(\text{Na})$ - сцинтиллятора (толщиной 2.5 мм) со стороны ФЭУ. $\text{CsI}(\text{Na})$ сцинтиллятор использовался для того, чтобы регистрировать рентгеновские лучи от электронов внутренней конверсии, являющихся результатом радиоактивных загрязнений центрального источника. Блоки сцинтиллятора просматриваются ФЭУ через световод толщиной 90 мм.

Энергетические калибровки выполнены с помощью радиоактивных источников (^{207}Bi , ^{137}Cs и ^{88}Y), помещенных перед каждым из 128 сцинтилляторов на расстоянии 4 см (см. рис. 2.)

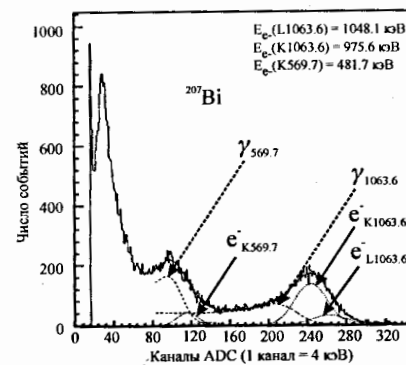


Рис.2. Энергетический спектр ^{207}Bi . Вклад электронов внутренней конверсии показан пунктирной линией. Вклад фотонов показан прерывистой линией.

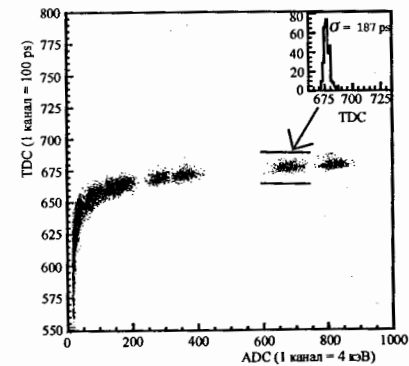


Рис.3. Функция отклика TDC и ADC на различные интенсивности импульса калибровочного лазера.

Определена энергетическая зависимость разрешающей способности: полная ширина на половине максимума (FWHM) (кэВ) = $\sqrt{28E(\text{кэВ}) + 2300}$. Это соответствует энергетическому разрешению 17.4% для электронов с энергией 1 МэВ.

Точная калибровка сцинтилляционного калориметра по времени необходима для проведения время-пролетного анализа. Для временной калибровки счетчиков использовалось устройство с лазером и волоконной оптикой. В этом устройстве излучение лазера посылается по оптическим волокнам каждому детектору. Интенсивность лазерного излучения изменялась путем введения нейтральных фильтров плотности для того, чтобы моделировать полный диапазон энергий, регистрируемый сцинтилляторами. Этот метод обеспечивает ежедневную проверку линейности и функции отклика детектора.

Стабильность характеристик лазера проверялась фотодиодом. Фотодиод принимает сигналы от стекловолокон и от ^{241}Am – источника α – частиц (для внутренней калибровки). Долговременная точность этой градуировочной процедуры оценена в 4 % (включена в систематическую погрешность).

Зависимость временного разрешения от энергии, регистрируемой в сцинтилляторе. (см. рис. 3) измерялась с помощью калибровочного лазера при различной интенсивности света. Разрешающая способность по времени (среднеквадратичное значение) каждого счетчика приблизительно 250 псек для энергий больше 1 МэВ, но достигает 450 псек для 200 кэВ, при временной стабильности в течение длительного срока не хуже 200 псек.

Конструкция сцинтилляционного калориметра совершенствовалась по ходу эксперимента. В первом варианте использовались две плоскости по 64 счетчика в каждой с размерами сцинтилляторов $12 \times 12 \times 2.25 \text{ см}^3$. В этом случае применялись обычные коммерческие XR2312 фотоумножители. Такая конфигурация счетчиков была реализована для эксперимента с ^{100}Mo . В дальнейшем использовалась другая конфигурация калориметра: две плоскости по 25 сцинтилляционных счетчиков в каждой (размер отдельного сцинтиллятора $19 \times 19 \times 10 \text{ см}^3$) с использованием низкофоновых ФЭУ. Трековый объем и сцинтилляционные счетчики были окружены пассивной защитой, состоящей из 5 см свинца и 20 см стали. Циркуляция воздуха между трековым объемом и пассивной защитой предохраняла ФЭУ от воздействия гелия и использовалась для охлаждения делителей напряжения, которые в сумме выделяют около 300 W мощности.

Отличительным признаком истинного события $\beta\beta$ -распада является одновременное (в пределах 50 нсек) срабатывание двух сцинтилляционных счетчиков и срабатывание как минимум 4-х гейгеровских ячеек в течение 2.5 мсек. При последующей обработке происходит восстановление треков электронов и отбираются события с общей вершиной в

источнике, удовлетворяющие всем другим критериям отбора. При поиске 2e-событий электрону соответствует трек, соединяющий поверхность источника со сцинтилляционным счетчиком, причем энергия, выделяемая в счетчике, должна быть больше 200 кэВ. Максимальный угол рассеяния вдоль трека не должен превышать 20° .

Кроме анализа 2e-событий проводился детальный анализ ($e\gamma$)-, ($e\gamma\gamma$)-, ($e\alpha$)- и одиночных электронных событий. Эта информация использовалась для изучения внутреннего и внешнего фона спектрометра NEMO-2 [5]. Кроме того, все источники тестировались на наличие радиоактивных примесей с помощью HPGe-детекторов в подземной лаборатории.

Специально созданная программа распознавания образов создает геометрическую интерпретацию событий. В первой версии электронные траектории восстанавливались в линейном приближении. Продольные и поперечные координаты относительно ячеек фитируются прямой линией. Программа реконструкции событий определяет направляющие косинусы треков и (x,y) координаты пересечения треков с плоскостями сцинтилляторов и центральным источником, а также отмечает возможное рассеяние в трековой камере или обратное рассеяние на лицевых поверхностях сцинтилляторов. Эта программа также использовалась для того, чтобы фильтровать данные на первом этапе.

Вторая программа реконструкции принимает во внимание всю информацию, полученную с ячеек счетчика Гейгера, учитывает эффекты многократного рассеяния и основана на итерационном методе распознавания треков, в котором использует алгоритм Кальмана. Эта программа реконструкции определяет позицию вершины на источнике с точностью $\sigma_{(x,y)} = 0.5 \text{ см}$, при этом эффективность реконструкции близка к 100 %.

Третий вариант программы реконструкции событий [6], был разработан на основе других методов (клеточные автоматы и эластичные сети) и использовался для обработки экспериментов NEMO-2, начиная с эксперимента с ^{116}Cd . Этот вариант программы в 35 раз быстрее программы, основанной на фильтре Кальмана, при такой же эффективности нахождения треков и такой же точности. В экспериментах на NEMO-3 спектрометре будет использоваться именно этот вариант программы для реконструкции событий. Различные типы событий, которые были обработаны программой реконструкции, показаны на рис. 4.

Программа накопления после запуска триггера считывала данные и сохраняла их на диске. Поскольку ежедневно накапливалось до 16 Мегабайт экспериментальных данных, необходимо было осуществлять фильтрацию входных данных. 95 % зарегистрированных событий – это электроны отдачи, выходящие из сцинтилляторов и пересекающие трековый объем. Эти события легко отфильтровываются время-пролетным

анализом. Здесь информация с ADC и TDC используется в процедуре реконструкции трека для того, чтобы вычислить время пролета. События фильтруются с 3 нсек диапазоном и количество необработанных данных сокращается в семь раз. Этот коэффициент фильтрации может быть увеличен до 30, если принимать во внимание топологию события и энергию. Эксперимент выполнялся и управлялся дистанционно. Все научные группы коллаборации NEMO через компьютерную сеть получали данные для анализа.

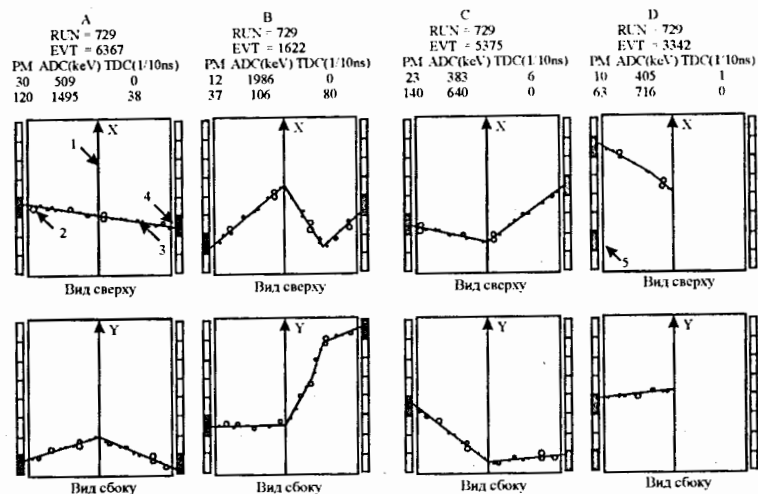


Рис. 4. Проекция типичных событий, зарегистрированных NEMO – 2 детектором. (А) Электрон, пересекающий детектор слева направо (внешний фон). (В) Электрон, пересекающий детектор и рассеянный в гелии (внешний фон). (С) Два электрона, испускаемые из плоскости источника ($2e^-$ – событие). (D) Электрон и фотон, испускаемые из плоскости источника ($e\gamma$ – событие). (1) Плоскость источника. (2) Для ячеек счетчика Гейгера, перпендикулярных к плоскости рисунка, дрейфовое расстояние дается диаметром окружности, а траектория - касательная к окружностям. (3) Для ячеек счетчика Гейгера, параллельных плоскости рисунка, маленькие сегменты указывают позицию траектории вдоль проволочек. (4) Сцинтилляционный счетчик, связанный с треком. (5) Сцинтилляционный счетчик, зарегистрировавший фотон.

В третьей главе представлены результаты измерений в эксперименте NEMO-2 с

изотопами ^{100}Mo [2,11], ^{116}Cd [7,8,11], ^{82}Se [9,10,11], ^{96}Zr [10,11] и ^{94}Zr [10,11]. Детально рассматривается эксперимент по измерению $2\beta^-$ -распада ^{100}Mo , описаны все изученные источники фона и возможные систематические погрешности, проанализированы все возможные моды и каналы $2\beta^-$ -распада.

Источник из молибденовой фольги разделен на две части. Одна часть состоит из обогащенного молибдена (98.4 % ^{100}Mo) с эффективной массой 172 г, а другая – из натурального молибдена (163 г), который имеет изотопную распространенность по ^{100}Mo 9.6 %. Источник из ^{100}Mo был сделан из 12 помещенных рядом полос (общей площадью ~ 4600 cm^2), каждая толщиной 40 ± 4 мкм. Источник из натурального молибдена в виде фольги имел пять полос (площадь ~ 3956 cm^2) толщиной 44 ± 2 мкм.

В системе координат, принятой для NEMO – 2, начало координатных осей расположено в центре детектора, Z - ось перпендикулярна к плоскости источника, X - горизонтальная ось и Y - вертикальная ось. Обогащенная область молибденового источника определена X - координатой в диапазоне от -47.5 до 2.5 см, а область натурального молибдена X - координатой в диапазоне от 4.5 до 47.5 см. Для обоих источников Y - координата находится в диапазоне от - 46.0 до 46.0 см.

При анализе набранной информации изучались как электрон - электронные ($2e^-$), так и электрон - фотонные ($e\gamma$) события. Имеются две возможности для образования ($2e^-$) фоновых событий, которые могут имитировать $2\beta^-$ -распад. Первая категория таких событий, или "внешний" фон, обусловлена электронами или фотонами, образовавшимися вне плоскости источника и взаимодействующими с детектором. Электроны могут образовываться за счет комптоновского рассеяния фотонов в пластмассовых сцинтилляторах. Эти электроны могут выходить из сцинтилляторов и пересекать трековый объем и центральный источник из молибденовой фольги и регистрироваться вторым сцинтилляционным счетчиком. Такие фоновые ($2e^-$) события идентифицируются по критериям время-пролетного анализа, так как время пересечения трекового объема внешним электроном всегда ≥ 3 нсек (расстояние между двумя сцинтилляторами ≥ 1 м). Фотоны, взаимодействующие с молибденовыми фольгами, производят электроны отдачи (Комптон – эффект) или e^+e^- -пары. Электрон отдачи может произвести второй электрон в источнике за счет меллеровского рассеяния. И, наконец, фотон может за счет двойного Комптон-эффекта выбить из фольги источника два электрона. Эти два последних вида внешнего ($2e^-$) фона не могут быть идентифицированы в соответствии с время-пролетными критериями, но могут быть оценены по измерениям с натуральным Mo.

Вторая категория, "внутренний фон", обусловлена присутствием радиоактивных

ядер внутри молибденовой фольги, которые, как правило, являются β -излучателями. Второй электрон может появляться за счет внутренней конверсии, за счет меллеровского рассеяния или за счет комптоновского рассеяния каскадных γ -квантов от распадов радиоактивных ядер.

Внешний поток фотонов в NEMO-2 детекторе сформирован главным образом за счет радиоактивности в стекле фотоумножителей (1800 Bq/kg ^{40}K и 25 Bq/kg ^{214}Bi). Большинство ($e\gamma$) - событий вызвано комптоновским рассеянием γ -квантов в фольге и регистрируются как один электрон и один фотон. Когда входящий фотон взаимодействует в сцинтилляторах, то он также может генерировать ($e\gamma$) - события, если электрон выходит от сцинтиллятора и останавливается в фольге. Такие события селекционируются по их топологии (т.е. на два сработавших сцинтилляционных счетчика приходится один трек от электрона). Распределение ($e\gamma$) событий по площади источника из молибденовой фольги показано на рис. 5. Уменьшение числа событий к краям фольги появляется из-за геометрического акцептанса. На этом же рисунке приведены распределения ($e\gamma$) событий по координате X для ^{100}Mo и ^{nat}Mo и распределение ($e\gamma$) событий по углу между электроном и γ -квантом. Из этих распределений видно, что фольги из ^{100}Mo и ^{nat}Mo расположены несимметрично, поэтому из-за геометрического акцептанса (13%) и большей площади (16%), число ($e\gamma$) событий в фольге из ^{100}Mo на 30% больше, чем в фольге из ^{nat}Mo . Угловые распределения указывают на то, что в ($e\gamma$) событиях в ^{100}Mo и ^{nat}Mo электрон и γ -квант вылетают из фольги в основном вперед ($\cos\alpha > 0$) и эти события обусловлены комптоновским рассеянием γ -квантов ^{40}K в материале центрального источника. На это же указывают и распределения ($e\gamma$) событий по энергиям. Эти распределения приведены в третьей главе диссертации. Из анализа ($e\gamma$) событий видно, что основной источник внешнего фона - это ^{40}K в стекле фотоумножителей. Однако полностью объяснить фон только за счет ^{40}K не удалось, поэтому другие компоненты внешнего фона более надежно оценивались по измерениям с натуральным молибденом. Проведенная оценка фона от внутренних загрязнений источников дала величину, пренебрежимо малую по сравнению с величиной внешнего фона.

Распределение ($2e$) событий по площади источника приведено на рис. 6.a. Видны две характерные области ^{100}Mo и ^{nat}Mo . Число ($2e$) событий в фольге из ^{100}Mo в три раза больше, чем в фольге из ^{nat}Mo , что подтверждается распределением $2e$ событий по оси X.

Основной вклад в ($2e$) события от внешнего фона для ^{nat}Mo дает ^{40}K , а также $\beta\beta 2\nu$ -распад от ^{100}Mo (в натуральной фольге его 9.6%), а вклад от ^{214}Bi пренебрежимо мал (см. рис.6.c1.). На рис.6.d и 6.d1. приведен спектр ($2e$) событий ^{100}Mo и спектр внешнего фона.

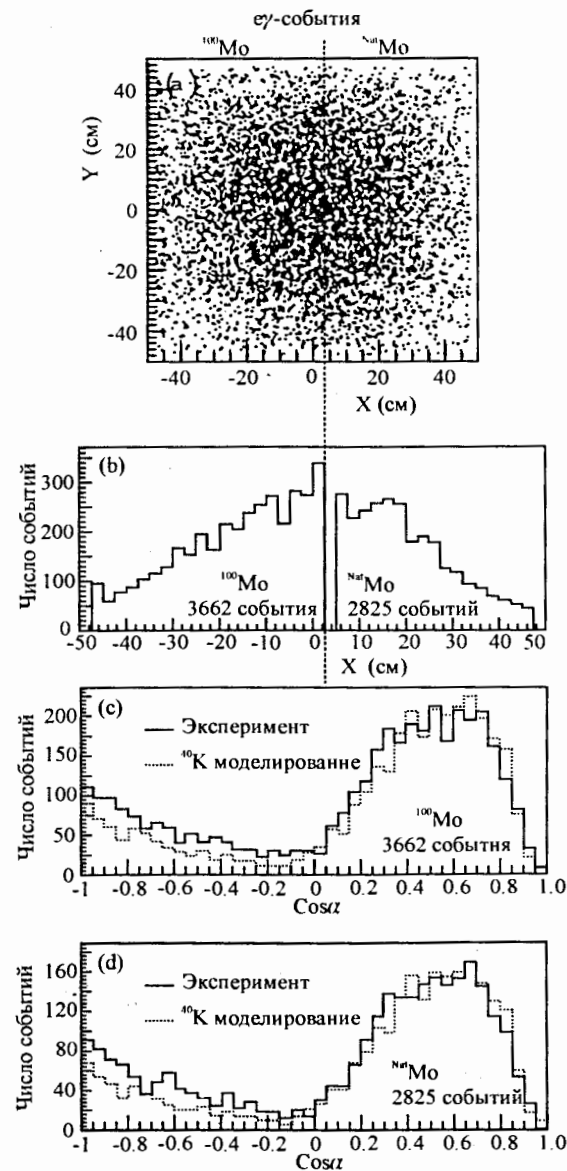


Рис.5. ($e\gamma$) события. (a) – распределение ($e\gamma$) событий на плоскости источника. (b) – распределение ($e\gamma$) событий по оси X. (c) и (d) – угловое распределение ($e\gamma$) событий.

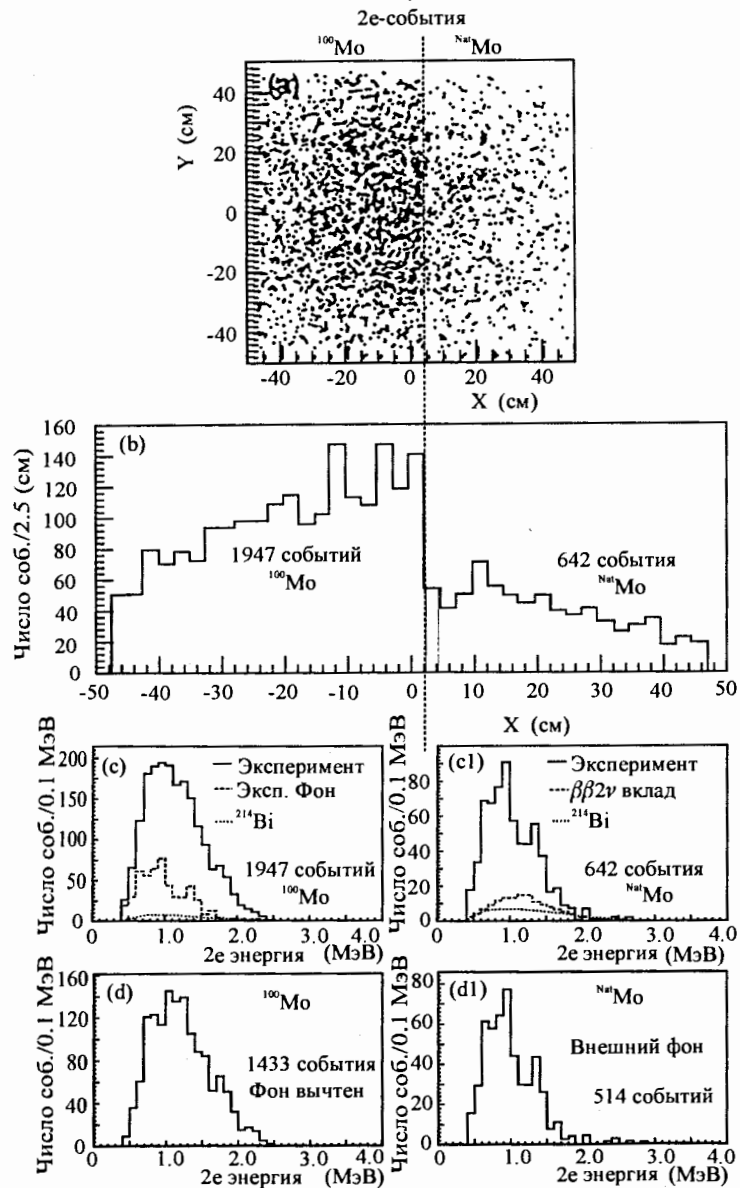


Рис 6. (2e) события. (a) – распределение (2e) событий на плоскости источника; (b) – распределение (2e) событий по оси X; (c и c1) – распределение (2e) событий ^{100}Mo и $^{\text{Nat}}\text{Mo}$.

Из рис.6. видно, что отношение эффект/фон равно 3/1. Эффективность регистрации $2\beta(2\nu)$ -событий была 2.8%. На рис.7. показан спектр $2\beta(2\nu)$ -событий, полученный за 6140 ч измерений [3], а также угловые распределения и энергетический спектр одиночных электронов для $2\beta(2\nu)$ -событий ^{100}Mo и (2e) событий $^{\text{Nat}}\text{Mo}$. В результате обработки этих спектров было получено следующее значение периода полураспада для $2\beta(2\nu)$ -моды распада:

$$T_{1/2} = [0.95 \pm 0.04 (\text{стат}) \pm 0.09 (\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет.}$$

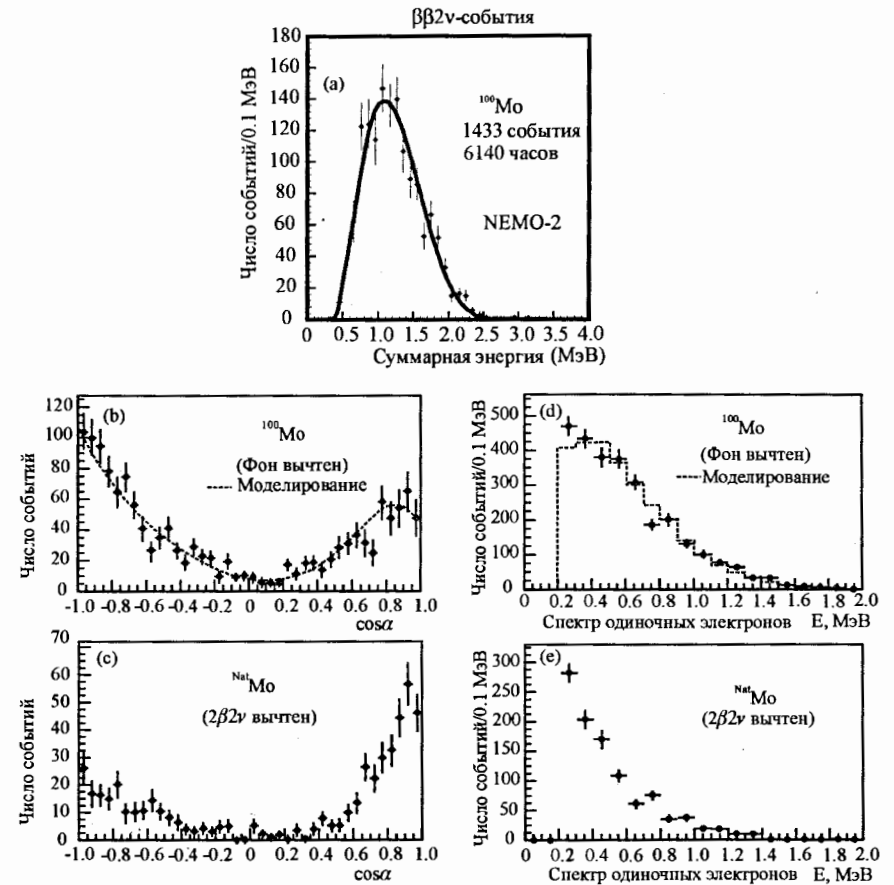


Рис.7. (a) – Энергетический спектр $2\beta(2\nu)$ -событий ^{100}Mo [3]. Сплошная линия – расчетный спектр для $T_{1/2} = 0.95 \cdot 10^{19}$ лет. (b,c) – Угловые распределения (2e) событий в ^{100}Mo (b) и $^{\text{Nat}}\text{Mo}$ (c), α – угол между электронами; пунктирная кривая – расчетное распределение. (d,e) – Энергетический спектр одиночных электронов из (2e) событий в ^{100}Mo (d) и $^{\text{Nat}}\text{Mo}$ (e); пунктирная кривая - расчетный спектр.

Полное число $2\beta(2\nu)$ -событий ^{100}Mo составило 1433, что в несколько раз превышает суммарную статистику всех других экспериментов по ^{100}Mo . Угловые распределения $2\beta(2\nu)$ -событий и $(2e)$ фоновых событий $^{\text{Nat}}\text{Mo}$, а также энергетические распределения одиночных электронов $2\beta(2\nu)$ -событий ^{100}Mo и $(2e)$ фоновых событий $^{\text{Nat}}\text{Mo}$ имеют существенно разный характер поведения, а экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами методом Монте-Карло. Были получены также пределы на $2\beta(0\nu)$ -распад $T_{1/2} \geq 6.4 \cdot 10^{21}$ лет и $2\beta(0\nu\chi^0)$ -распад $T_{1/2} \geq 5 \cdot 10^{20}$ лет (д.в. 90%), откуда были установлены ограничения для $\langle m_\nu \rangle < (6 - 18)$ эВ и $\langle g_{ee} \rangle < (2 - 6) \cdot 10^{-4}$ [2,11]. Для $2\beta(2\nu)$ -распада получено точное значение ядерного матричного элемента равно $0.109^{+0.009}_{-0.006}$.

В заключение следует отметить, что значение периода полураспада для $2\beta(2\nu)$ -моды ^{100}Mo , полученное из данного эксперимента является наиболее точным на данный момент времени.

В эксперименте с ^{116}Cd [7,8,12] плоскость источника также была разделена на две части, одна из которых содержала ^{116}Cd (масса 152 г, обогащение 93.2%, толщина фольги 40 мкм), а другая - натуральный Cd (масса 143 г, содержание ^{116}Cd - 7.58%, толщина 37 мкм). Время измерения составило 6588 часов. Внешний фон оценивался по измерениям с натуральным Cd, а внутренний был пренебрежимо мал по сравнению с ним. Отношение эффект/фон для $2\beta(2\nu)$ -событий в эксперименте с ^{116}Cd было равно 4/1. Используя расчетное значение эффективности регистрации (1.73%), был определен период полураспада $2\beta(2\nu)$ моды для ^{116}Cd :

$$T_{1/2} = [3.75 \pm 0.35(\text{стат}) \pm 0.21(\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет (д.в. 90\%)}$$

На рис.8. показан экспериментальный спектр $2\beta(2\nu)$ -событий для ^{116}Cd , который хорошо согласуется с экспериментальным спектром. Было измерено также угловое распределение $2\beta(2\nu)$ -событий ^{116}Cd и распределение по энергии отдельных электронов. Пределы на $2\beta(0\nu)$ -распад для ^{116}Cd $T_{1/2} \geq 6.4 \cdot 10^{21}$ лет и $2\beta(0\nu\chi^0)$ -распад $T_{1/2} \geq 5 \cdot 10^{20}$ лет (д.в. 90%) также были установлены в этом эксперименте. В результате были получены ограничения на эффективную массу майорановского нейтрино, на параметры примеси правых токов и константу связи майорона с нейтрино: $\langle m_\nu \rangle < 9.8$ эВ, $|\langle \eta \rangle| < 10.3 \cdot 10^{-8}$, $|\langle \lambda \rangle| < 1.13 \cdot 10^{-5}$, $\langle g_{ee} \rangle < 1.2 \cdot 10^{-4}$. Ограничения на $\langle g_{ee} \rangle$ являются лучшими на настоящее время. Для матричного элемента $2\beta(2\nu)$ -распада ^{116}Cd получено значение $0.060^{+0.004}_{-0.003}$.

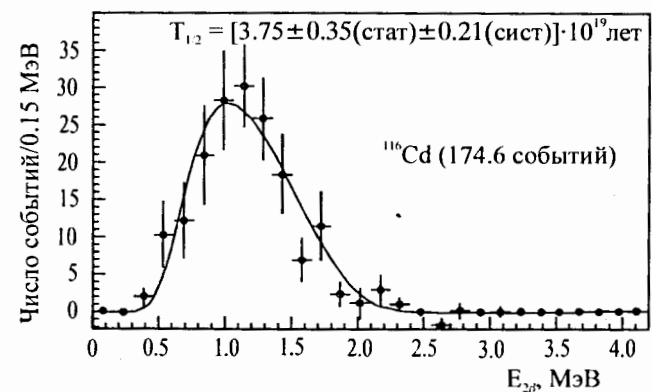


Рис.8. Энергетический спектр $2\beta(2\nu)$ -событий ^{116}Cd . Сплошная кривая - расчетный спектр для $T_{1/2} = 3.75 \cdot 10^{19}$ лет.

Измерения с ^{82}Se и $^{96,94}\text{Zr}$ проводились совместно в течение 10357 часов. Источники селена и циркония состояли из двух примерно симметричных частей. Одна часть источника содержала ^{82}Se (масса 156.6 г, обогащение 97.02%, толщина 50 мг/см^2) и ^{96}Zr (масса 20.5 г, обогащение 57.3%, толщина 50 мг/см^2). Вторая часть содержала натуральный селен (масса 137.7 г, содержание ^{82}Se 8.73%, толщина 43 мг/см^2) и натуральный цирконий (масса 18.3 г, содержание ^{96}Zr 2.8%, толщина 45 мг/см^2). Циркониевый источник располагался в центре плоскости источника и занимал ~ 10% от общей площади. Источник селена был изготовлен с использованием специальной технологии нанесения Se порошка на тонкую лавсановую основу. Отношение эффект/фон при введении отбора по углам ($\cos\alpha < 0.6$) было 2/1. Измеренный период полураспада ^{82}Se для $2\beta(2\nu)$ -моды равен:

$$T_{1/2} = [0.83 \pm 0.10(\text{стат}) \pm 0.07(\text{сист})] \cdot 10^{20} \text{ лет (д.в. 90\%)}$$

Экспериментальный спектр $2\beta(2\nu)$ -распада ^{82}Se хорошо согласуется с расчетным спектром и приведен на рис.9:

Таким образом получено наиболее точное значение периода полураспада ^{82}Se по каналу $2\beta 2\nu$. Пределы на $2\beta 0\nu$ - и $2\beta 0\chi^0$ - распады составили $9.5 \cdot 10^{21}$ и $2.4 \cdot 10^{21}$ лет, соответственно. Заметим, что предел для $2\beta 0\chi^0$ - распада в 2.4 раза превосходит лучшее предыдущее ограничение. В результате были получены следующие ограничения: $\langle m_\nu \rangle < (8-16)$ эВ и $\langle g_{ee} \rangle < (2.3-4.3) \cdot 10^{-4}$. Для ядерного матричного элемента $2\beta 2\nu$ -распада получено значение $0.053^{+0.006}_{-0.004}$.

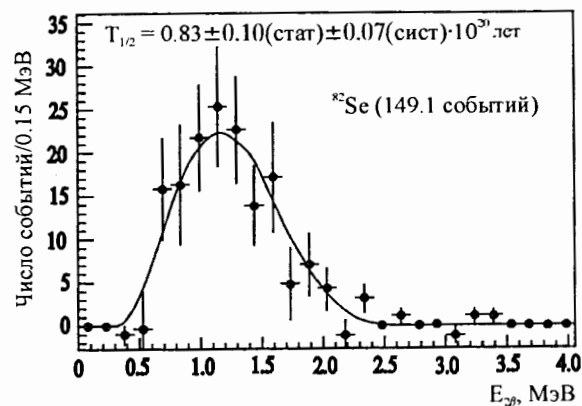


Рис.9. Энергетический спектр $2\beta(2\nu)$ -событий ^{82}Se . Сплошная кривая – расчетный спектр для $T_{1/2} = 0.83 \cdot 10^{20}$ лет.

Источники из циркония были произведены по специальной технологии, которая позволяла получать органическую пленку с равномерно распределенным в ней порошком окиси Zr. Содержание радиоактивных примесей в обоих образцах было измерено с помощью HPGe-детекторов в подземной лаборатории Фреджус до и после измерений в NEMO-2. Кроме того, содержание примесей измерялось и детектором NEMO-2. На рис.10. показан спектр $2\beta 2\nu$ -событий ^{96}Zr после вычитания всех фонов. Для определения значения периода полураспада использовалась часть спектра с $E_{2e} > 1.2$ МэВ (26.7 событий), где соотношение сигнал/фон равно 1,9/1, в результате было получено:

$$T_{1/2} = [2.1^{+0.8}_{-0.4} (\text{стат}) \pm 0.2 (\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет (д.в. 90\%)}$$

Это первый положительный результат для ^{96}Zr , полученный в прямом (счетчиковом) эксперименте. Единственный геохимический эксперимент дал следующий результат $T_{1/2} = (3.9 \pm 0.9) \cdot 10^{19}$ лет. Пределы на $2\beta 0\nu$ - и $2\beta 0\chi^+$ -распады составили $1 \cdot 10^{21}$ и $3.9 \cdot 10^{20}$ лет (д.в. 90%), соответственно. Эти ограничения превышают результаты предыдущих экспериментов в 30 и 5000 раз. Для ядерного матричного элемента $2\beta 2\nu$ получено значение $0.051^{+0.007}_{-0.009}$.

В случае ^{94}Zr исследовались события от источника с натуральным Zr, поскольку содержание ^{94}Zr в нем составляло 17.38% ($Q_{\beta\beta} = 1143.6$ кэВ), или 1.9 г. Были получены следующие ограничения (д.в. 90%);

$$T_{1/2}^{2\nu} > 1.1 \cdot 10^{17} \text{ лет}, T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \cdot 10^{19} \text{ лет и } T_{1/2}^{0\nu\chi^+} > 2.3 \cdot 10^{18} \text{ лет.}$$

Эти ограничения на один-два порядка превосходят лучшие предыдущие результаты.

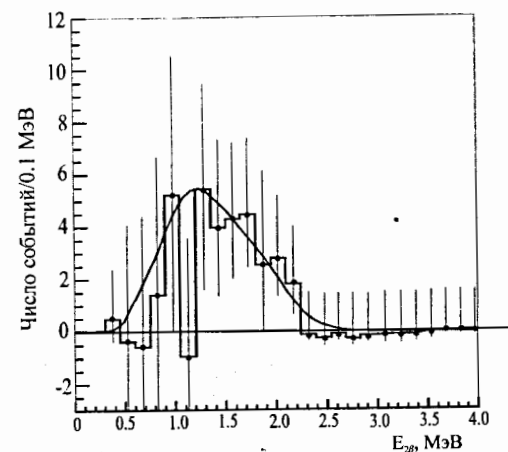


Рис.10. Энергетический спектр $2\beta(2\nu)$ -событий ^{96}Zr [6]. Сплошная кривая – расчетный спектр для $T_{1/2} = 2.1 \cdot 10^{19}$ лет.

В главе 4 приводится описание устройства, принципа работы и основных характеристик установки NEMO-3, а также результаты первых тестовых измерений.

На основании опыта, приобретенного при создании и эксплуатации прототипа (NEMO-2), были выработаны основные концепции, разработана конструкция, проведено компьютерное моделирование и сделан отбор сверхчистых материалов для создания полномасштабной комплексной (трековые газовые детекторы + сцинтилляционные calorиметры + магнитное поле) установки нового поколения NEMO-3.

По сравнению со своим прототипом установка NEMO-3 имеет следующие особенности и преимущества:

1. Предусмотрено применение магнитного поля (30 гаусс) для отбора e^-e^+ событий;
2. Вся установка имеет цилиндрическую форму;
3. Имеется возможность одновременного измерения 2β -распада нескольких обогащенных изотопов, а также контрольных (необогатенных) образцов общей массой до 10 кг;
4. Секционированность (20 модулей) установки позволяет быстро и просто устанавливать и заменять образцы, производить текущий ремонт и т.д.;

5. Значительно снижено содержание радиоактивных примесей как в конструкционных материалах установки, так и в фольгах-источниках, что, в конечном счете, привело к общему снижению фона и, как следствие, - к существенному увеличению чувствительности установки по сравнению с прототипом NEMO-2.

С учетом вышеперечисленных усовершенствований комбинированный детектор NEMO-3 способен с большими по сравнению с NEMO-2 эффективностью и точностью измерять как суммарную энергию электронов 2β -распада, так и все остальные параметры этого процесса одновременно для всех практически интересных изотопов. На первом этапе измерений с 7 кг ^{100}Mo и меньшими количествами других изотопов (^{82}Se , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{96}Zr , ^{48}Ca) планируется достигнуть чувствительности по времени жизни для ^{100}Mo порядка 10^{25} лет или предела на массу электронного нейтрино $\langle m_{\nu}^M \rangle \leq 0,1 - 0,3$ эВ. На следующих этапах с 10 кг ^{82}Se ($Q_{\beta\beta} = 3,00$ МэВ), а затем и с 10 кг ^{150}Nd ($Q_{\beta\beta} = 3,37$ МэВ) планируется достигнуть рекордной чувствительности для определения массы электронного нейтрино значительно ниже 0.1 эВ.

Установка NEMO-3 [4,5,12,13] размещается в подземной лаборатории Фреджус (Laboratoire Souterrain de Modane, LSM), вблизи Модана, в тоннеле между Францией и Италией, на глубине 4800 м в. э. Эксперимент проводится в рамках международной (Франция - Россия - США - Чехия - Финляндия) научной коллаборации.

Общий вид детектора NEMO-3 представлен на рис.11. Фольги-источники размещаются в трековом объеме, что гарантирует оптимальную эффективность детектирования. Цилиндрическая геометрия дает несколько преимуществ. Одно из главных преимуществ - общая модульная конструкция, которая облегчает задачу обслуживания эксперимента. Внутри каждого модуля помещается источник, который расположен в центральной части и образует часть дуги.

Трековая часть спектрометра NEMO-3 также состоит из отдельных модулей. Поперечное сечение модуля показано на рис.12. с указанием позиций сцинтилляторов и фольг-источников. С каждой стороны источника расположены ячейки гейгеровских счетчиков. Четыре ячейки около центрального источника дают информацию о вершине события, в то время как ячейки в середине и ближе к сцинтилляторам обеспечивают измерение траектории и ее кривизны.

Центральный провод (анод) каждой ячейки счетчика сделан из никеля диаметром 100 мкм. Катодные провода, составляющие каждую восьмиугольную гейгеровскую

ячейку, сделаны из стали диаметром 30 мкм. Полный эффективный объем трековой части равен 34 м^3 .

NEMO 3

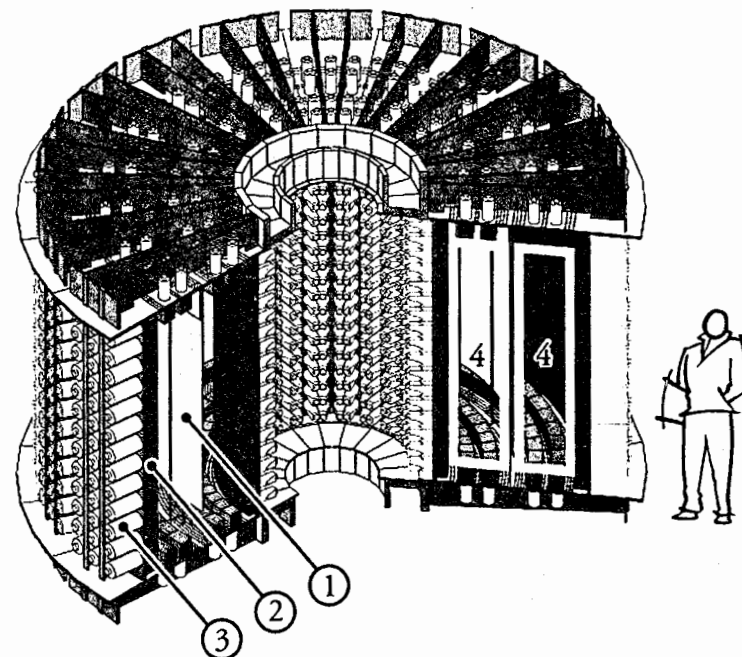


Рис.11. Общий вид детектора NEMO-3. 1- источник, 2- сцинтилляторы, внешняя сторона, 3- ФЭУ, 4- трековый объем.

Каждая восьмиугольная ячейка имеет диаметр 32 мм и длину 2.7 м. Высокое напряжение (+1800 В) подается на анодный провод. Когда заряженная частица пересекает ячейку, происходит ионизация гелия и образуется в среднем шесть первичных электронов на один сантиметр, которые дрейфуют к анодному проводу со скоростью 1 см/мксек. Образующаяся на центральном проводе плазма распространяется к концам ячейки со скоростью 6 см/мксек. Средняя скорость счета каждой ячейки - 0.05 Гц. Эффективность регистрации каждой ячейки более 99 %. Общее число гейгеровских ячеек равно 6180.

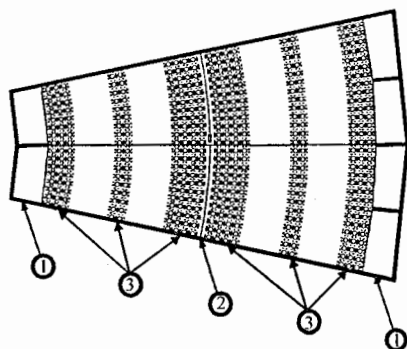


Рис.12: Поперечное сечение одного из модулей: 1) сцинтиллятор, 2) источник, 3) гейгеровские счетчики.

Трехмерный трек заряженной частицы восстанавливается по продольным и поперечным координатам от каждой сработавшей ячейки. Газовая смесь такая же, как и в NEMO-2, и состоит из гелия с 4% добавкой этилового спирта с рабочим давлением на 1 мбар выше атмосферного давления.

Сцинтилляционные счетчики обеспечивают несколько функций. Они должны измерять энергии электронов в диапазоне от 20 кэВ до 8 МэВ, измерять γ -излучение в этом же энергетическом диапазоне, обеспечивать время-пролетные измерения и выдавать быстрый сигнал триггера события.

Сцинтилляторы формируют две концентрические цилиндрические стены, которые определяют внутреннюю и внешнюю поверхность детектора (см. рис. 11.). Для обеспечения $\sim 4\pi$ геометрии измерений верхняя и нижняя плоскости установки имеют дополнительные ряды сцинтилляционных блоков заполняющие свободное пространство между рядами ячеек гейгеровских счетчиков. Полная масса сцинтилляторов боковых стен - 5600 кг и 1600 кг для верхней и нижней частей. Площадь поверхности всех сцинтилляторов приблизительно 50 м^2 .

Сцинтилляторы сегментированы для того, чтобы обеспечить пространственную разрешающую способность для идентификации событий, сопровождаемых γ -лучами. Для того, чтобы достигнуть необходимой дискретности, система требует по крайней мере одной тысячи модулей сцинтиллятора. Было проведено детальное изучение различных типов ФЭУ и пластмассовых сцинтилляторов различных размеров и конфигураций. Показано, что сцинтиллятор толщиной 10 см обеспечивает эффективность 50 % для регистрации γ -квантов с $E = 500 \text{ кэВ}$. В результате вся калориметрическая часть установки

была собрана из 1940 пластмассовых сцинтилляторов. Среднее энергетическое разрешение каждого сцинтиллятора $\sigma(E)/E$ около 3.5% для $E = 3 \text{ МэВ}$.

К световоду между сцинтиллятором и ФЭУ прикреплено стекловолокно, которое соединено с импульсным лазером для синхронизации и относительных калибровок

Временная и энергетическая калибровки производятся с использованием источника ^{207}Bi , который испускает как конверсионные электроны, так и γ -кванты. Калибровочные источники ^{207}Bi вводятся в трековый объем детектора рядом с фольгами-источниками. Они могут быть позиционированы в любом месте по вертикали. Во время основных измерений калибровочные источники находятся вне детектора за защитой.

Триггерная система для NEMO-3 аналогична триггерной системе NEMO-2 и состоит по существу из единственного VME модуля. Триггер требует совпадения между двумя сцинтилляционными счетчиками и четырьмя плоскостями гейгеровских счетчиков. Учитывая различные разрешающие способности по времени этих двух датчиков, запуск организован как двухуровневая система триггера.

Катушка магнитной системы сделана из сегментированных медных колец, подключающих один сектор к другому. Создаваемое магнитное поле (30 гаусс) направлено вертикально вверх.

Композиция **пассивной защиты** NEMO-3 практически идентична защите NEMO-2, за исключением дополнительной водной защиты от нейтронов. Установка и защита находятся на ферме высотой 1.8м. Электроника и средства управления газовой системы расположены под фермой.

Полный набор **фольг-источников** образует цилиндрическую поверхность диаметром 2.8 м и высотой 2 м. Источники также сегментированы на 20 секторов. В настоящее время все источники установлены в полностью собранную установку NEMO-3 и начаты первые тестовые измерения. Распределение отдельных изотопов и контрольных образцов по секторам NEMO-3 показано на рис.13.

Исследование радиоактивного фона установки NEMO-3 проводилось, как и в случае NEMO-2, по двум направлениям: 1) "внешний фон" (содержание радиоактивных примесей в материалах установки); 2) "внутренний фон" (содержание радиоактивных примесей в фольгах-источниках). Была проделана большая работа по отбору и контролю материалов, используя гамма-спектрометрию с очень низким фоном

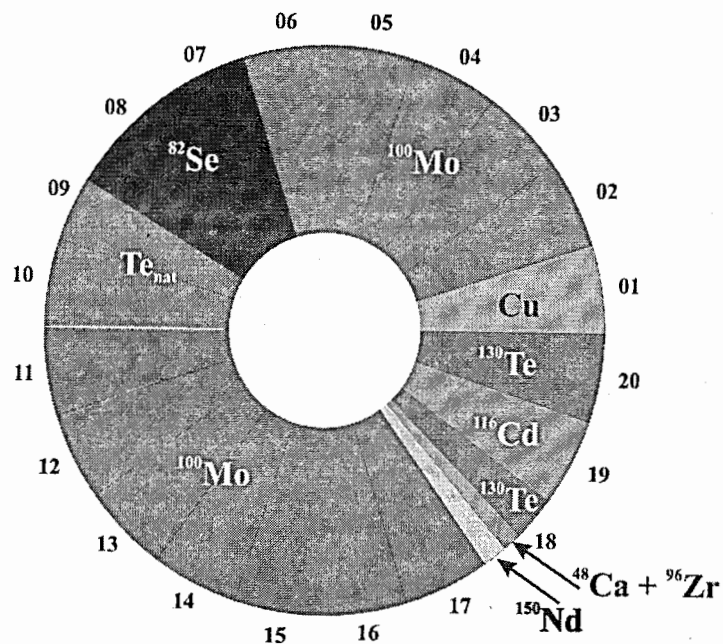


Рис.13. Расположение изотопов и контрольных образцов по секторам в спектрометре NEMO-3.

Низкофоновые HPGe детекторы установлены в той же подземной лаборатории. Измерения с этими детекторами позволили отобрать материалы, составляющие детектор, с очень низким уровнем естественной (Th, U, K) и искусственной (^{137}Cs и ^{60}Co) радиоактивной загрязненности. Обычный уровень чувствительности при измерениях с коммерческими Ge детекторами ~ 0.02 Вq/kg. Нами был достигнут уровень чувствительности 1 мБк/кг для 1 кг пробы за две недели измерений. В процессе отбора материалов для NEMO-3 были измерены и отобраны исключительно все материалы, которые предполагалось использовать в детекторе. В таблице 1. приведены окончательные уровни радиоактивности материалов и оборудования, используемых в детекторе NEMO-3.

Таблица 1. Результаты измерений радиоактивных примесей в материалах спектрометра NEMO-3.

Компоненты	Вес (kg)	Полная активность (Bк)			
		^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co
ФЭУ	600	830	300	18	Не измерялась
Медь	25000	<125	<25	<10	<6
Железо	10000	<50	<6	<8	17±4
Сцинтилляторы	5000	<100	<0.7	<0.3	1.8±0.4
μ – металл	2000	<17	<2	2.0±0.7	4.3±0.7
Проволока	1.7	<8·10 ⁻³	<10 ⁻³	<6·10 ⁻⁴	<10 ⁻²
Воздух	~20		~300		
Железная защита	180000	<3000	<300	<300	300±100

При таких уровнях содержания радиоактивных примесей планируется достичь нулевого внешнего фона в диапазоне энергий 2.8 – 3.2 МэВ за время измерений порядка нескольких лет.

Радиоактивность, содержащаяся в фольгах-источниках, может иметь распады, которые дают события с двумя треками с время-пролетными характеристиками, такими же как и для событий двойного бета-распада. Из γ - спектроскопии известно, что основные радиоактивные примеси в фольгах-источниках – это уран, торий и их производные по цепочкам распада. Распады ^{214}Bi ($Q_\beta = 3.27$ MeV) и ^{208}Tl ($Q_\beta = 4.99$ MeV) являются основными фоновыми источниками, которые могут имитировать $\beta\beta\nu$ -распад для изотопов с $Q_{\beta\beta} > 3$ МэВ. Другие бета-распадчики с $Q_\beta \approx 2$ MeV ($^{234\text{m}}\text{Pa}$, ^{228}Ac , ^{212}Bi) должны быть учтены при оценке фона в области $\beta\beta\nu$ - распада исследуемых изотопов. В результате проведенных исследований были установлены следующие уровни загрязненностей (после процедуры очистки источников) для двух основных (по массе) образцов:

- 1) ^{100}Mo – активность по $^{214}\text{Bi} < 0.3$ мБк/кг, $^{208}\text{Tl} < 0.02$ мБк/кг;
- 2) ^{82}Se - активность по $^{214}\text{Bi} = 1.2 \pm 0.5$ мБк/кг, $^{208}\text{Tl} = 0.4 \pm 0.01$ мБк/кг.

Для полной идентификации фона были исследованы следующие фоновые каналы: (e), (e, γ), (e, γ , γ) и (e, γ , α). Некоторые реальные события, набранные в ходе тестовых измерений на NEMO-3, представлены на рис. 14.

В настоящее время спектрометр NEMO-3 окончательно смонтирован в подземной лаборатории и началась его тестовая эксплуатация. В середине 2002 года начнется пятилетний цикл набора данных. Полученные значения фона позволяют выйти на запланированную чувствительность по массе нейтрино на уровне 0.1 эВ.

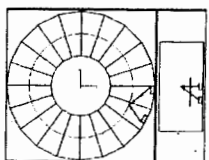
Фоновые 2e события:



(1971+809=2780)кэВ



(1887+756=2652)кэВ

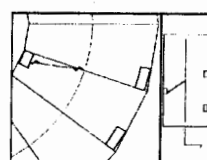


(2212+476=2688)кэВ

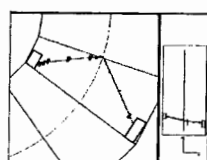
Измерение ^{207}Bi :



Конверсионный электрон
с энергией 1039 кэВ

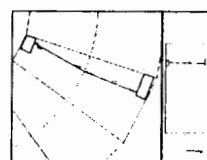


Электрон конверсии(893 кэВ)
+ γ (330 кэВ) + X(56 кэВ)

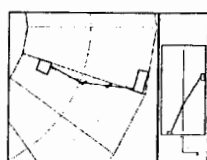


2 электрона конверсии
в каскаде (927 кэВ+428 кэВ)

Измерения с нейтронным источником:



Одиночный электрон



Одиночный электрон
Кандидат на распад ^{214}Bi :



1 электрон + 1 α -частица

Рис.14. Примеры некоторых реальных событий, набранных в ходе тестовых измерений на установке NEMO-3 без защиты и магнитного поля.

В главе 5 приведено описание принципа работы, конструкции и основных характеристик спектрометров серии TGV (телескоп германиевый вертикальный) [14,15,16]. Это совершенно новый тип детектора, который был специально разработан и создан в ОИЯИ для исследования как двойного β -распада, так и двойного K-захвата [17,18,19,20].

В рамках данной работы был предложен оригинальный метод [14,15] для измерения $\beta\beta$ -распада с помощью системы HPGe-детекторов с двухсторонней регистрацией электронов и энергетическим разрешением < 4 кэВ. Была сделана оценка [15] возможности регистрации безнейтринного $\beta\beta$ -распада ^{48}Ca на уровне $T_{1/2} > 10^{22}$ лет. Предложен нетрадиционный метод подавления фона путем разделения β -частиц и γ -лучей по времени нарастания их импульсов с HPGe-детекторов, что позволяет снижать фон с

фактором > 10 [21]. Эти идеи были реализованы в высокочувствительном спектрометре для поиска двойного β -распада TGV, созданном в ОИЯИ (Дубна) в кооперации с CSNSM (Орсе) и FNSPE (Прага). Были созданы детекторы двух поколений – TGV-1 и TGV-2 [20,22,23,24].

Детекторная часть TGV-1 [20] состоит из 16 планарных HPGe-детекторов с чувствительным объемом $1200 \text{ мм}^2 \times 6 \text{ мм}$ каждый, размещенных вертикально один под другим в едином криостате (рис. 15). Энергетическое разрешение детекторов около 3 кэВ (^{60}Co , $E = 1332$ кэВ). В конструкции детекторной части использовались сверхчистая электролитическая медь и тефлон.

Верхняя часть криостата помещена в защиту из меди, собранную из отдельных пластин размерами $510 \times 510 \times 16(8)$ мм, которую окружает герметичный бокс ($710 \times 710 \times 710$ мм) для предотвращения скопления радиоактивного газа радона около детектора. Все остальные компоненты спектрометра TGV, которые могут увеличивать фон (предусилители, кабели и др.), вынесены за пределы пассивной защиты и герметичного бокса.

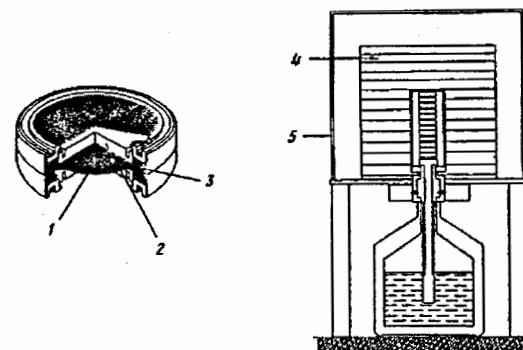


Рис. 15. Детекторная часть спектрометра TGV. Справа – разрез пары детекторов: 1 – фольга, 2 – детектор, 3 – держатель, 4 – защита из меди, 5 – герметичный бокс.

Отличительной чертой данного эксперимента является возможность анализировать фронт нарастания импульса, который характеризует место взаимодействия частицы в HPGe-детекторе [21].

В измерениях с TGV-1 были применены следующие методы подавления фона, вызванного космическим излучением и естественной радиоактивностью, связанной с цепочками распада ^{232}Th и ^{238}U и с ^{40}K : а) медная защита + герметичный бокс против радона; б) глубокая подземная лаборатория; в) отбор двойных событий только от соседних детекторов; г) разделение β -частиц и γ -квантов по различиям во времени нарастания фронта импульсов с детектора.

В главе 6 приведены основные результаты, полученные на установке TGV-1 [25,26,27,28]. Первые измерения фона были проведены в наземной лаборатории в ОИЯИ (Дубна) (с медной защитой и без защиты) и продолжались в подземной лаборатории в Модане (Франция). Следующим шагом в измерениях фона были эксперименты с использованием источников натурального Мо и Са для исследования влияния такого рода фольг на уровень фона. Полное время измерения составило 4293 ч. Целью этих измерений являлось получение оценок уровня фона и тестирование методов, применяемых для его снижения.

Полученные на TGV-1 уровни фона [14] сравниваются с ультранизкофоновым $\beta\beta$ -спектрометром ELEGANTS (Камиока). Данные нормировались к отсчетам в час на 1 см^3 чувствительного объема HP Ge-детектора. Хотя для TGV-спектрометра для подавления фона не применялась система антисовпадений, как это было в случае ELEGANTS, наши результаты вполне сравнимы.

После изучения фона на спектрометре TGV-1 были проведены измерения с ^{48}Ca для исследования $2\beta\beta$ -процессов. Между 16 HPGe-детекторами были расположены 15 пластин источников, 8 из которых содержали ^{48}Ca (обогащение 77.8%), а 7 содержали ^{nat}Ca . Эти 15 пластин (32.5 мм x 32.5 мм) были приготовлены по специально разработанной технологии из смеси CaCO_3 (80%) и поливинила формаль (20%) на лавсановой основе. Толщина источников составляла $(45 \pm 1)\text{ мг/см}^2$. Общая масса источников на основе $^{48}\text{CaCO}_3$ составляла (3.5 ± 0.1) г площадью 84.5 см^2 . Измерения проводились в течение 8700 часов.

В результате эксперимента [27] была получена следующая величина периода полураспада для ^{48}Ca : $T_{1/2}(2\nu\beta\beta) = (4.2_{-1.3}^{+3.3}) \cdot 10^{19}$ лет (д.в. 90%). Этот результат хорошо согласуется с другим экспериментальным результатом для ^{48}Ca $T_{1/2}(2\nu\beta\beta) = [4.2_{-1.1}^{+2.4}$ (стат.) ± 1.4 (сист.)] $\cdot 10^{19}$ лет, полученным несколько ранее на ТРС-детекторе в США, но с источником $^{48}\text{CaCO}_3$ массой 42.2 г, т.е. более чем на порядок больше массы источника TGV.

Несмотря на то, что ограничение на период полураспада для ^{48}Ca $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) > 1.5 \cdot 10^{21}$ лет (90% д.в.), полученное нами в эксперименте TGV-1 не превосходит полученного ранее $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) > 9.5 \cdot 10^{21}$ лет (76% д.в.), необходимо отметить, что масса измеренного изотопа в нашем случае была всего 1 г, т.е. в 40 раз меньше массы ^{48}Ca , измеренной в этой работе. Таким образом, мы имеем существенный задел по чувствительности эксперимента при возможности увеличения массы исследуемого изотопа.

Для увеличения чувствительности эксперимента TGV был разработан и создан спектрометр TGV-2 [23], в котором масса исследуемого образца может быть увеличена более чем на порядок. На этом спектрометре будут проведены исследования ^{48}Ca с массой по изотопу до 20 г. В распоряжении коллаборации TGV (ОИЯИ, Курчатовский институт, ИЯИ Москва, Франция и Чехия) имеется 63.86 г CaCO_3 с обогащением по 73% ^{48}Ca , т.е. ~ 20 г ^{48}Ca . Перед изготовлением из этого CaCO_3 образцов для TGV-2 были проведены измерения данной партии в подземной низкофоновой лаборатории Фреджус на 400 см^3 HPGe-детекторе для измерения радиоактивных примесей и определения периодов полураспада или их пределов на обычный β -распад $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$ на основной и возбужденные уровни. Измерение этого β -распада представляет самостоятельный интерес по двум причинам. Во-первых, потому что такие бета-переходы с малыми энергиями и очень сильным запретом по спин-орбитальному числу до сих пор не наблюдались, а измерение вероятности этих переходов представляет большой интерес с точки зрения сравнения расчетов и эксперимента. Во-вторых, в природе имеются только два ядра ^{48}Ca и ^{96}Zr , в которых наблюдался $\beta\beta$ -распад (сильно подавленный, так как это процесс второго порядка по константе слабого взаимодействия), но пока не наблюдался обычный β -распад, подавленный за счет правил отбора по угловому моменту. До нашего эксперимента лучшим экспериментальным пределом на β -распад ^{48}Ca было ограничение $6 \cdot 10^{18}$ лет. Необходимо подчеркнуть, что обычный β -распад ^{48}Ca является неустраняемым фоновым процессом при исследовании $(0\nu\beta\beta)$ -распада ^{48}Ca , особенно существенным он является для экспериментов с активным источником. Следует обратить внимание на то, что лучший результат на период $(0\nu\beta\beta)$ -распада ^{48}Ca , который цитировался выше, выполнен именно с активным источником.

В результате проведенных измерений удалось определить радиоактивные примеси в CaCO_3 , содержание которых оказалось очень высоким для проведения исследований как $(2\nu\beta\beta)$ -распада, так и $(0\nu\beta\beta)$ -распада. Поэтому была разработана и проведена процедура очистки CaCO_3 от радиоактивных примесей. Перед очисткой CaCO_3 был переведен в

другую химическую форму, а именно CaF_2 . CaF_2 – химически устойчивое соединение и мало гигроскопично. Результаты очистки сведены в таблицу в 6 главе диссертации.

Для ^{48}Ca также были получены новые результаты [28] измерений двухнейтринного и безнейтринного 2β -распада на первые возбужденные уровни дочернего ядра. Для перехода ($0^+ \rightarrow 0^+_1$) наши ограничения на порядок величины превышают предыдущие, а для перехода ($0^+ \rightarrow 2^+_2$) и двухнейтринного перехода ($0^+ \rightarrow 2^+_1$) пределы на время жизни получены впервые. Анализ этих результатов и сводная таблица приведены в шестой главе диссертации. Там же приведена таблица результатов [28] по измерению периодов полураспада обычного β^- -распада ^{48}Ca на все возможные уровни промежуточного ядра. Полученные нами ограничения на порядок величины лучше полученных ранее.

В конце главы 6 проведен заключительный анализ и сделаны обобщающие выводы по всем результатам, полученным на установках NEMO-2, NEMO-3 и TGV.

Отмечено, что, хотя установки NEMO-2 и TGV-1 создавались как прототипы будущих спектрометров NEMO-3 и TGV-2, полученные на них физические результаты не уступают, а в ряде случаев и превосходят на порядки величин имеющиеся на сегодня экспериментальные значения вероятности 2β -распадов. Анализ опубликованных ранее результатов по $2\beta 2\nu$ в ряде случаев явно указывает на значительные расхождения для одних и тех же изотопов значений периодов полураспада, полученных на различных установках. Очевидно, что эти расхождения в первую очередь связаны с сильно различающимися условиями проведения экспериментов (т.е. разные: глубина, внешний γ -фон, нейтронный фон, содержание примесей в образцах, средний уровень и флуктуации радона, эффективность и порог регистрации и т.д.), которые трудно количественно учитывать при определении реальных систематических ошибок. Таких недостатков при сравнении значений $2\beta 2\nu$ -вероятностей для различных ядер (что само по себе крайне важно для выработки адекватного подхода при расчетах ЯМЭ) удастся избежать при обработке результатов NEMO-3, где в начале 2002 г. начнут одновременно измеряться все практически интересные $\beta\beta$ -изотопы (за исключением ^{76}Ge).

Возможность измерения нескольких перспективных $\beta\beta$ -изотопов в NEMO-3 имеет еще одно важное значение в свете современных теоретических моделей, рассматривающих перспективность новых исследований $2\beta 0\nu$ с точки зрения SUSY. Действительно, в нашей работе [30,31,32], где проводится анализ ограничений на параметры суперсимметрии, вводятся критерии по выбору наиболее выгодного для поиска SUSY $\beta\beta$ -изотопа (“чувствительность к SUSY”) и по оценке потенциальной возможности

конкретного $2\beta 0\nu$ -эксперимента (“способность достичь SUSY”). Показано, что по таким критериям наилучшие перспективы для исследования параметров суперсимметрии путем поиска $2\beta 0\nu$ имеет эксперимент NEMO-3 с изотопом ^{100}Mo (а в будущем и с ^{150}Nd).

Анализ приведенных в диссертации результатов и параметров перечисленных установок также показал, что основным ограничением по чувствительности для поиска $2\beta 0\nu$ -распада на установке NEMO-3 будет недостаточное энергетическое разрешение сцинтилляторов калориметра. По этой причине, даже при нулевом внешнем и внутреннем собственном фоне установки, неустранимым фоновым (для $2\beta 0\nu$) процессом будет высокоэнергетическая часть (“end-point”) спектра от $2\beta 2\nu$ -распада того же изотопа (вероятность которого на несколько порядков выше вероятности $2\beta 0\nu$).

С другой стороны, для установок серии TGV, имеющих очень хорошее энергетическое разрешение, основное ограничение по чувствительности связано с малой массой измеряемого изотопа и достаточно трудоемким процессом смены источников.

Совмещение указанных преимуществ установок серии NEMO и TGV в едином детекторе было бы, безусловно, перспективным направлением по увеличению чувствительности $2\beta 0\nu$ -экспериментов к массе нейтрино до 0.01 эВ и далее.

Таким образом, намечены основные пути совершенствования существующих установок и обсуждены возможные перспективы по разработке и созданию крупномасштабных установок следующего поколения. Показано, что наряду с имеющимися на сегодняшний день проектами GENIUS, MAJORANA, CUORE, EXO и т.п., в которых, как и в их прототипах-предшественниках, будут использоваться “активные источники”, особого внимания заслуживают будущие проекты типа NEMO-3 с несколькими “пассивными источниками”, при условии использования калориметрических спектрометров с хорошим энергетическим разрешением (например, модулей из планарных HPGe-детекторов, подобных применяемым в TGV). Кроме того, идеи секционирования Ge-детекторов и разработанные нами методы работы с такими детекторами могут быть успешно реализованы и в будущих проектах с “активным источником” в виде обогащенного ^{76}Ge . Примером тому служит проект MAJORANA, в котором эти идеи реализуются в несколько новом виде при участии нашей группы из ОИЯИ.

В заключении приводятся основные результаты, полученные в диссертации.

1. Разработан и создан сцинтилляционный калориметр трекового детектора NEMO-2, являющийся прототипом большого детектора NEMO-3. Он впервые позволил

измерять для каждого события двойного бета-распада энергию вылетающих электронов и угол между ними.

2. На спектрометре NEMO-2 выполнены наиболее точные измерения значений периода полураспада ^{100}Mo , ^{116}Cd и ^{82}Se по каналу $2\beta 2\nu$ с измерением всех характеристик распада (энергетические и угловые распределения двух электронов и энергетические распределения для одиночных электронов) (д.в.90%):

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{100}\text{Mo}) = [0.95 \pm 0.04(\text{стат}) \pm 0.09(\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{116}\text{Cd}) = [3.75 \pm 0.35(\text{стат}) \pm 0.21(\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}) = [0.83 \pm 0.10(\text{стат}) \pm 0.07(\text{сист})] \cdot 10^{20} \text{ лет}$$

Для ^{116}Cd это первый надежный результат, уверенно исключающий возможный вклад от фоновых процессов.

3. Впервые в счетчиковом эксперименте зарегистрирован $2\beta 2\nu$ – распад ^{96}Zr и измерен период полураспада (д.в.90%):

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{96}\text{Zr}) = [2.1^{+0.8}_{-0.4}(\text{стат}) \pm 0.2(\text{сист})] \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

4. Получены ограничения на $2\beta 0\nu$ – распад для целого круга ядер (д.в.90%):

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{100}\text{Mo}) > 6.4 \cdot 10^{21} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{116}\text{Cd}) > 5 \cdot 10^{21} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}) > 9.5 \cdot 10^{21} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{96}\text{Zr}) > 1 \cdot 10^{21} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{94}\text{Zr}) > 1.9 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

Результаты для ^{96}Zr и ^{94}Zr являются лучшими в мире, а для ^{100}Mo , ^{116}Cd и ^{82}Se близки к лучшим мировым результатам.

5. Получены одни из лучших в мире ограничений на существование $2\beta 0\nu$ – распада с испусканием майорона для целого ряда ядер (д.в.90%):

$$T_{1/2}(^{100}\text{Mo}) > 5 \cdot 10^{20} \text{ лет}, < g_{ee} > < (2-6) \cdot 10^{-4}$$

$$T_{1/2}(^{116}\text{Cd}) > 1.2 \cdot 10^{21} \text{ лет}, < g_{ee} > < 1.2 \cdot 10^{-4}$$

$$T_{1/2}(^{82}\text{Se}) > 2.4 \cdot 10^{21} \text{ лет}, < g_{ee} > < (2.3 - 4.3) \cdot 10^{-4}$$

$$T_{1/2}(^{96}\text{Zr}) > 4 \cdot 10^{20} \text{ лет}, < g_{ee} > < 2.3 \cdot 10^{-4}$$

Для ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{96}Zr ограничения являются лучшими в мире. Ограничение для ^{100}Mo было лучшим в мире на момент опубликования этого результата в 1993 г., а ограничение $< g_{ee} > < 1.2 \cdot 10^{-4}$, полученное из данных для ^{116}Cd , является абсолютно лучшим в мире в настоящее время.

6. Разработан и создан сцинтилляционный калориметр для полномасштабного трекового детектора нового поколения NEMO-3. Спектрометр позволяет впервые с большой точностью измерять все характеристики двойных β -процессов (энергетические и угловые распределения двух электронов, энергетические распределения для одиночных электронов, временные характеристики распада), анализировать и выделять все источники радиоактивного фона, проводить эксперименты с килограммовыми количествами (~ 10 кг) изотопов, и обладает чувствительностью к массе нейтрино на уровне 0.1 eV.

7. Разработаны и созданы многокристалльные (16 и 32) полупроводниковые спектрометры TGV для исследования двойного бета-распада с энергетическим разрешением 0.2% на 1 МэВ. Они позволяют измерять широкий спектр изотопов.

8. Выполнены измерения периода полураспада сильно запрещенных β -распадов ^{48}Ca (д.в.90%):

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 6^+_{R.S.}) > 7.1 \cdot 10^{21} \text{ год}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 5^+) > 1.1 \cdot 10^{22} \text{ год}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 4^+) > 8.2 \cdot 10^{21} \text{ год}$$

Полученные ограничения лучше известных мировых значений более чем в 10 раз.

9. Получены ограничения на $\beta\beta$ -распады ^{48}Ca в основном и возбужденные состояния ^{48}Ti (д.в.90%):

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+_{R.S.}, 2\nu) = (4.2^{+3.3}_{-1.3}) \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+_{R.S.}, 0\nu) > 1.5 \cdot 10^{21} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 2^+_1, 2\nu) > 4.7 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 2^+_1, 0\nu) > 4.7 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 2^+_2, 2\nu) > 11 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 2^+_2, 0\nu) > 11 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+_1, 2\nu) > 9.0 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

$$T_{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+_1, 0\nu) > 9.0 \cdot 10^{19} \text{ лет}$$

Ограничения на периоды полураспада для 2β -переходов на возбужденные уровни ($0^+ \rightarrow 0^+_1$) на порядок лучше ранее известных. Впервые получены

ограничения на периоды полураспада для 2β -переходов на уровни ($0^+ \rightarrow 2^+_1$) для 2ν моды и ($0^+ \rightarrow 2^+_2$) для 0ν и 2ν мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R.Arnold, A.Barabash, ..., V.B.Brudanin et al.* Performance of a prototype tracking detector for double beta decay measurements. Nucl. Instr. Meth. A 354 (1995) p.338.
2. *D.Dassie R.Eschbach, ..., V.B.Brudanin et al.* Two-neutrino double- β decay measurement of ^{100}Mo . Phys. Rev. D 51 (1995) p.2090.
3. *R.Arnold, C.Augier, ..., V.B.Brudanin, et al.* Status of The NEMO Double Beta Decay Experiment, Proc. of the IV Int. Symp. on WEIN, Osaka, Japan, 12-16 June 1995, ed. by H.Ejiri, T.Kishimoto and T.Sato, World Scientific, p.184.
4. *R.Arnold, C.Augier, ..., V.B.Brudanin, et al.* NEMO-3 Proposal. LAL Preprint 94-29 (1994).
5. *R.Arnold, C.Augier, ..., V.B.Brudanin et al.* Measurement and control of the ^{214}Bi contamination in the $\beta\beta$ NEMO-2 experiment. Nucl. Instr. Meth., A401 (1997) 144.
6. *I.Kisel, R.Arnold, ..., V.B.Brudanin et al.* Cellular Automaton and Elastic Net for Event Reconstruction in the NEMO-2 Experiment. Nucl. Instr. Meth., A387 (1997) 433.
7. *R.Arnold C.Augier, ..., V.B.Brudanin et al.* Observation of Two Neutrino Double Beta Decay of ^{116}Cd with the Tracking Detector NEMO-2. Pis'ma v ZhETF, 61 (1995) p.168.
8. *R.Arnold C.Augier, ..., V.B.Brudanin et al.* Double- β decay of ^{116}Cd . Z.Phys.C72, (1996) 239-247
9. *R.Arnold, C.Augier, ..., V.B.Brudanin et al.* Double- β decay of ^{82}Se . Nucl. Phys., A636 (1998) 209.
10. *R.Arnold, C.Augier, ..., V.B.Brudanin et al.* Investigation of double beta decay of ^{82}Se and ^{96}Zr with tracking detector NEMO-2. Nucl. Phys. A629 (1998) 517-522.
11. *R.Arnold, C.Auger, ..., V.B.Brudanin, et al.* Limits on different Majoron decay modes of ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , and ^{96}Zr for neutrinoless double beta decays in the NEMO-2 experiment. Nucl. Phys. A678 (2000) 341-352.
12. *R.Arnold, C.Auger, ..., V.B.Brudanin, et al.* Results from NEMO experiment. Nucl.Phys.B77 (Proc.Suppl.) 1999, 352-356.
13. *R. Arnold, C. Auger, ... , V. B. Brudanin, et al.* Status of the NEMO collaboration experiments. Proc. HEP'95, Brussels, 27.07-2.08, 1995 World Scientific, p. 516-517.

14. *Ц.Вьлов, Ш.Бриансон, В.Б.Бруданин, и др.* О возможности исследования двойного безнейтринного бета-распада с помощью полупроводниковых бета-спектрометров. Препринт ОИЯИ. Р6-82-405. Дубна 1982.

15. *Ц.Вьлов, Ш.Бриансон, В.Б.Бруданин, и др.* О чувствительности эксперимента по поиску двойного безнейтринного бета-распада с помощью ППД. Препринт ОИЯИ. Р6-84-554. Дубна 1984.

16. *В.Б.Бруданин, Ш.Бриансон, Ц.Вьлов, и др.* Исследование фоновых условий спектрометра TGV для поиска двойного β -распада. Изв.РАН.Сер.физ.1996,Т.60, №1,137-147.

17. *Ts.Vylov, V.Brudanin, V.Egorov, et al.* The High Sensitivity Double Beta Spectrometer TGV. Proc. of the IV Int. Symp. on WEIN, Osaka, Japan, 12-16 June 1995, ed. by H.Ejiri, T.Kishimoto and T.Sato, World Scientific, p.228.

18. *Ch.Briancon, V.Brudanin, Ts.Vylov, et al.* Low-Background Double Beta Spectrometer TGV. Abstracts of the Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, St.Petersburg, June 27-30,1995, p.419.

19. *Ch.Briancon, V.Brudanin, Ts.Vylov, et al.* Investigation of the Background Conditions of the Double Beta Spectrometer TGV. Abstracts of the Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, St.Petersburg, June 27-30,1995, p.420.

20. *Ch.Briancon, V.B.Brudanin, V.G.Egorov, et al.* The High Sensitivity Double Beta Spectrometer TGV. Nucl. Instr. Meth., A 372 (1996) 222.

21. *В.Б.Бруданин, В.Г.Сандуковский, Ш.Бриансон и др.* Идентификация бета-частиц по форме импульса в планарных HPGe детекторах. Препринт ОИЯИ.Р6-86-120. Дубна,1986.

22. *I.Stekl, V.B.Brudanin, F.Simkovich, et al.* Experiment TGV II – measurement of double beta decay of ^{106}Cd . Abstracts of the Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, St.Petersburg, June 14-17,2000, p.183.

23. *I.Stekl, P.Cermak, ... , V.B.Brudanin, et al.* Experiments TGV I (double-beta decay of ^{48}Ca) and TGV II (double beta decay of ^{106}Cd and ^{48}Ca). Czech. J. Phys.,vol.50 (2000),No.4, p.553.

24. *V.B.Brudanin, V.G.Egorov, A.Kovalik, et al.* Present status and future of the experiment TGV. Czech. J. Phys.,vol.48 (1998),No.2, p.165.

25. *V.B.Brudanin, N.I.Rukhadze, Ch.Briancon et al.* Spectrometer TGV-2 for advanced investigation of double beta decay of ^{48}Ca and double electron capture of ^{106}Cd .

Abstracts of the Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Dubna, April 21-24, 1999, p.124.

26. *V.B.Brudanin, N.I.Rukhadze, Ch.Briancon, et al.* Double-beta decay of ^{48}Ca in the TGV experiment. Ядерная физика, 2000, том 63, №7, 1292-1295.

27. *V.B.Brudanin, N.I.Rukhadze, Ch.Briancon, et al.* Search for double beta decay of ^{48}Ca in the TGV experiment. Phys. Lett. B 495 (2000) 63-68.

28. *Ph.Hubert, A.Bakalyarov, ..., V.Brudanin et al.* A new limit on the half-life of the β -decay of ^{48}Ca . Abstracts of the Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, St.Petersburg, June 14-17, 2000, p.184; *A.Bakalyarov, ..., V.Brudanin et al.*, Search for $\beta\beta$ - and β -decays of ^{48}Ca , Nucl. Phys. A, 2001, paper in press.

29. *V.Brudanin, V.Egorov, A.Kovalik, et al.* The Measurement of Double Beta Decay. Workshop 95, Czech Technical University in Prague & Technical University in Brno, Prague, January 23-26, 1995, p.75.

30. *V.A.Bednyakov, V.B.Brudanin, S.G.Kovalenko, Ts.D.Vylov.* On prospects for exploration of supersymmetry in double beta decay experiments.. Mod. Phys. Lett. A, Vol.12, No.4 (1997) 233-241.

31. *V.A.Bednyakov, V.B.Brudanin and S.G.Kovalenko.*(Editors), Proc. of First Int. Workshop on "Non-accelerator New Physics", Phys. Atom. Nucl., (1998) vol. 61, № 6,7, 8.

32. *V.A.Bednyakov, V.B.Brudanin and S.G.Kovalenko.*(Editors), Proc. of Second Int. Conference on "Non-accelerator New Physics", Phys. Atom. Nucl., (2000) vol. 63, № 7, 8.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 ноября 2001 года.