

**Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Петербургский институт ядерной физики
им. Б.П. Константинова Национального исследовательского
центра «Курчатовский институт»**

На правах рукописи

Фомин Алексей Константинович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С НЕЙТРОНАМИ И НЕЙТРИНО
В ЗАДАЧАХ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ НА РЕАКТОРАХ**

01.04.01 – "Приборы и методы экспериментальной физики"

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

**Научный консультант:
доктор физико-математических наук
профессор, член-корреспондент РАН
Серебров Анатолий Павлович**

Гатчина - 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
Глава 1. Среднемировое время жизни нейтрона.....	17
1.1. Проблема измерений времени жизни нейтрона	17
1.2. Получение нового времени жизни нейтрона с учетом поправок и дополнений	18
1.2.1. Проверка Стандартной модели.....	24
1.2.2. Космология	28
1.2.3. Сравнение измерений времени жизни нейтрона в экспериментах с хранением и на пучках.....	28
1.2.4. Нейтринная физика	30
1.3. Анализ с данными после 2010 года.....	30
1.4. Выводы.....	34
Глава 2. Эксперимент МАМВО I	35
2.1. Схема и метод эксперимента	35
2.2. Монте-Карло моделирование	39
2.3. Выводы.....	49
Глава 3. Эксперимент с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов.....	50
3.1. Схема и метод эксперимента	50
3.2. Монте-Карло моделирование	55
3.2.1. Эффект неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом.....	57
3.2.2. Эффект нагрева нейтронов затворами	60
3.2.3. Эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов	62
3.2.4. Суммарная поправка.....	65
3.3. Выводы	66

Глава 4. Источники УХН на основе сверхтекучего гелия	67
4.1. История развития источников УХН.....	67
4.2. Источник УХН на реакторе ВВР-М.....	70
4.2.1. Моделирование плотности УХН в основной ловушке	73
4.2.2. Моделирование плотности УХН в ловушке, расположенной на платформе	80
4.3. Источник УХН на реакторе ПИК.....	85
4.4. Выводы.....	90
Глава 5. Эксперимент с большой гравитационной ловушкой.....	92
5.1. Описание экспериментального метода.....	92
5.2. Физико-математическая модель	100
5.3. Моделирование без поглотителя	104
5.4. Использование поглотителя в эксперименте	112
5.5. Моделирование эксперимента с поглотителем без мониторинга ..	120
5.6. Моделирование эксперимента с поглотителем и с мониторингом	125
5.7. Анализ систематических погрешностей эксперимента	129
5.7.1. Неточность функции потерь УХН	130
5.7.2. Неточность расчета эффективной частоты соударений	133
5.7.3. Неточность установки угла.....	133
5.7.4. Результат эксперимента.....	136
5.8. Выводы.....	137
Глава 6. Эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона	138
6.1. Введение.....	138
6.2. Дифференциальный ЭДМ спектрометр ПИЯФ	141
6.3. Моделирование эксперимента	144
6.4. Выводы.....	148
Глава 7. Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций.....	149
7.1. Введение.....	149

7.2. Монте-Карло модель эксперимента	151
7.3. Проект эксперимента на реакторе ВВР-М	157
7.4. Выводы.....	163
Глава 8. Эксперимент “Нейтрино-4” по поиску стерильного нейтрино	165
8.1. Осцилляции нейтрино	165
8.2. Схема детектора реакторных антинейтрино	168
8.3. Моделирование детектора.....	170
8.4. Моделирование потока антинейтрино	177
8.5. Выводы.....	179
Заключение	180
Список обозначений и сокращений	186
Литература	187

Введение

Диссертация посвящена вопросам моделирования нейтронных и нейтринных экспериментов на реакторах. Постановка новых прецизионных экспериментов требует создания математических моделей этих экспериментов и проведения соответствующих расчетов на высоком уровне точности. В работе разработаны методы и подходы для создания моделей экспериментальных установок, которые затем использовались при проектировании и проведении измерений.

Актуальность диссертации

Основная часть диссертации посвящена исследованиям с ультрахолодными нейтронами. Нейтроны очень низких энергий ($\sim 10^{-7}$ эВ), которые принято называть ультрахолодными, обладают уникальным свойством – их можно хранить в материальных и магнитных ловушках [1,2]. Это явление дает новые методические возможности для проведения прецизионных экспериментов и изучения фундаментальных вопросов физики.

Задача прецизионного измерения времени жизни нейтрона имеет большое значение для физики элементарных частиц и космологии. Распад свободного нейтрона на протон, электрон и антинейтрино определяется процессом слабого взаимодействия, переходом d кварка в u кварк. В Стандартной Модели элементарных частиц смешивание кварков описывается с помощью матрицы Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), которая должна быть унитарной. Матричный элемент матрицы V_{ud} может быть определен из ядерного бета-распада и бета-распада нейтрона. Вычисление V_{ud} из данных по нейтронному бета-распаду является крайне привлекательным из-за простоты теоретического описания.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона оказываются также исключительно важными для проверки модели формирования Вселенной. Наблюдаемыми величинами в модели Большого взрыва являются первоначальные распространенности дейтерия и гелия-4. Они зависят от отношения числа барионов к числу фотонов на стадии первичного нуклеосинтеза и времени жизни нейтрона. Таким образом, прецизионное измерение времени жизни нейтрона оказывает влияние на проверку модели нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной.

Задача экспериментального поиска электрического дипольного момента является одной из самых важных в фундаментальной физике. Она имеет уже более чем 50-летнюю историю, причем последнее и значительное продвижение в этой проблеме связано с развитием методики ультрахолодных нейтронов. Важность задачи определяется тем, что она прямым образом связана с проблемой CP-нарушения. Элементарные частицы могут обладать электрическим дипольным моментом только в случае нарушения пространственной и временной симметрий.

Эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций связан с нарушением барионного числа. Закон сохранения барионного числа является исключительно важным, он обеспечивает стабильность материи. Вместе с тем, без нарушения этих двух законов – временной инвариантности и барионного числа – возникновение Вселенной невозможно. Постановка указанных выше экспериментов имеет целью прояснить вопросы о механизме возникновения Вселенной.

В диссертации так же рассмотрен вопрос о создании новых источников УХН на реакторах ВВР-М и ПИК, так как именно высокая плотность УХН позволит достичь прорывных результатов в экспериментах.

В настоящее время является весьма актуальной проблема стерильных нейтрино в связи с обнаружением реакторной антинейтринной аномалии.

Предполагается, что из-за перехода реакторных антинейтрино в стерильное состояние может наблюдаться эффект осцилляций на коротких расстояниях от реактора. Кроме того, стерильное нейтрино рассматривается как кандидат в темную материю. Данная проблема связана с измерением времени жизни нейтрона, так как в эффективность нейтринных детекторов входит сечение реакции обратного бета-распада нейтрона. По результатам последних исследований произошло уменьшение измеренного времени жизни нейтрона, что внесло некоторый вклад в реакторную антинейтринную аномалию.

Цели и задачи диссертации

Целью работы явилось обеспечение моделирования ряда существующих и планируемых экспериментов входящих в программу исследований Лаборатории физики нейтрона НИЦ "Курчатовский институт" – ПИЯФ, а также других экспериментов, которые имеют непосредственное отношение к данным исследованиям. Для этого было необходимо решить следующие задачи:

1. Анализ мировых данных по измерению времени жизни нейтрона в связи с проблемой расхождения результатов экспериментов. Получение нового среднемирового времени жизни нейтрона после внесения поправок и дополнений и рассмотрение вытекающих из этого следствий.
2. Поиск возможных систематических погрешностей в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона МАМВО I с целью выяснения причин расхождения с экспериментом ПИЯФ с гравитационной ловушкой.
3. Поиск возможных систематических погрешностей в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов с целью выяснения причин расхождения с экспериментом ПИЯФ с гравитационной ловушкой.
4. Определение значений достижимой плотности УХН на создаваемых источниках на основе сверхтекучего гелия на реакторах ВВР-М и ПИК.

Сравнение их друг с другом и с мировым уровнем. Определение плотности УХН в экспериментальных установках по измерению ЭДМ нейтрона и времени жизни нейтрона. Оптимизация параметров источников.

5. Создание компьютерной модели эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой. Анализ эксперимента на всех его стадиях. Получение систематических неопределенностей окончательного результата.
6. Создание компьютерной модели эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при помощи двухкамерного магнитно-резонансного спектрометра с длительным удержанием УХН. Определение систематической неопределенности связанной с токами утечки.
7. Разработка проекта эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с использованием УХН. Определение чувствительности эксперимента на новом источнике УХН создаваемом на реакторе ВВР-М. Сравнение с мировым уровнем.
8. Создание компьютерной модели детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино. Проведение расчетов при проектировании модели и полномасштабного детектора. Получение расчетного спектра и сравнение с экспериментом.

Научная новизна диссертации

1. Получено новое среднемировое время жизни нейтрона 880.0 ± 0.9 с, отличное от установившегося с 2001 года значения PDG 885.7 ± 0.8 с. С новым значением времени жизни нейтрона: (1) устанено наметившееся разногласие со Стандартной моделью, (2) наблюдается лучшее согласие с космологическими данными, (3) обнаружено расхождение в результатах измерения времени жизни нейтрона между пучковым методом и методом

- хранения, (4) изменилась эффективность нейтринных детекторов, что внесло свой вклад в реакторную антинейтринную аномалию.
2. Впервые проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона МАМВО I с учетом эффекта квазиупругого рассеяния УХН на поверхности жидкого фомблина. Получена отрицательная поправка к результату, после введения которой устраняется разногласие с результатом эксперимента ПИЯФ с гравитационной ловушкой.
 3. Впервые проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов. Получена отрицательная поправка к результату, после введения которой устраняется разногласие с результатом эксперимента ПИЯФ с гравитационной ловушкой.
 4. Впервые получено расчетное значение плотности УХН на источниках, создаваемых на реакторах ВВР-М и ПИК. В эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона на реакторе ВВР-М возможно достижение плотности $1.3 \cdot 10^4$ н/см³, что на 2 порядка величины превышает плотность на существующих источниках УХН.
 5. Впервые проведено моделирование эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой УХН. Получен ряд систематических ошибок, который позволил заявить полученный результат с указанной точностью $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с. Результат включен в Particle Data Group.
 6. Впервые проведено моделирование эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при помощи двухкамерного магниторезонансного спектрометра. Получен систематический эффект от токов утечки, который был учтен при получении результата эксперимента, который на уровне достоверности 90% устанавливает верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26}$ е·см. Результат включен в Particle Data Group.

7. Впервые произведена разработка проекта эксперимента по поиску нейтрон-antineйтронных осцилляций с УХН. Получена чувствительность разрабатываемого эксперимента на новом источнике УХН создаваемом на реакторе ВВР-М. Существующая в мире чувствительность может быть превышена в 10-40 раз в зависимости от модели отражения нейтронов от стенок.
8. Впервые проведено моделирование детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино. Получен расчетный спектр регистрируемых антинейтрино и произведено сравнение с экспериментом.

Практическая значимость

Предложенные методы и подходы могут быть применены при разработке и моделировании экспериментов с ультрахолодными нейтронами и антинейтрино, которые сейчас активно ведутся в России и за рубежом. С этой целью также могут быть использованы 7 программ для ЭВМ, зарегистрированных автором диссертации. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании новых источников УХН.

Положения, выносимые на защиту

1. В 2010 году после внесения соответствующих поправок было получено среднемировое время жизни нейтрона 880.0 ± 0.9 с, отличное от установившегося с 2001 года значения PDG 885.7 ± 0.8 с. С новым значением времени жизни нейтрона: (1) устанено наметившееся разногласие со Стандартной моделью, (2) наблюдается лучшее согласие с космологическими данными, (3) обнаружено расхождение в результатах измерения времени жизни нейтрона между пучковым методом и методом

- хранения, (4) изменилась эффективность нейтринных детекторов, что внесло свой вклад в реакторную антинейтринную аномалию.
2. При помощи разработанной компьютерной модели проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона MAMBO I, включающий в себя эффект квазиупругого рассеяния УХН на поверхности жидкого фомблина, который был открыт после проведения эксперимента. Получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -6.0 ± 1.6 с.
 3. При помощи разработанной компьютерной модели проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов. За счет рассмотрения эффектов неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом, нагрева нейтронов затворами и разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов хранения получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -5.5 ± 2.4 с.
 4. Получены значения плотности УХН достижимой на источниках создаваемых на реакторах ВВР-М и ПИК. С этой целью разработана компьютерная модель источника УХН на основе сверхтекучего гелия. Полученная плотность УХН на реакторе ВВР-М на 2 порядка величины превышает плотность существующих в мире источников. В результате оптимизации параметров источника на реакторе ВВР-М получена расчетная плотность УХН в ловушке ЭДМ спектрометра $1.3 \cdot 10^4$ н/см³ и плотность в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона $8.4 \cdot 10^3$ н/см³, что позволит на порядок величины улучшить статистическую точность этих экспериментов. Расчетная плотность УХН на реакторе ПИК на порядок величины хуже, чем на реакторе ВВР-М.
 5. Разработана компьютерная модель эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой. Результаты

моделирования внесли свой вклад на всех этапах эксперимента: от конструирования установки до получения результата измерений. Получены систематические неопределенности связанные с неопределенностью функции потерь (0.3 с), неточностью расчета эффективной частоты соударений (0.1 с), неточностью установки угла ловушки УХН (0.1 с). Моделирование позволило заявить результат эксперимента с указанной точностью $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с.

6. Разработана компьютерная модель эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона при помощи двухкамерного магнитно-резонансного спектрометра с длительным удержанием УХН. Получен систематический эффект от токов утечки, который составляет $< 10^{-26}$ е·см. Данный эффект был учтен при получении результата эксперимента, который на уровне достоверности 90% устанавливает верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26}$ е·см.
7. Разработан проект эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с использованием УХН. При помощи созданной компьютерной модели получена чувствительность эксперимента на новом источнике УХН создаваемом на реакторе ВВР-М. Чувствительность существующего эксперимента ИЛЛ может быть превышена в 10-40 раз в зависимости от модели отражения нейтронов от стенок.
8. Разработана компьютерная модель детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино. Произведены все необходимые расчеты при проектировании установки. Полученный расчетный спектр сравнен с экспериментальным. Между расчётным и экспериментальным спектром наблюдается расхождение в области 3 МэВ.

Личный вклад автора

Содержание диссертации и выносимые на защиту результаты отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Автором произведена разработка программного обеспечения, планирование, подготовка и проведение моделирования, обработка, анализ, обобщение, публикация и представление результатов в виде статей и докладов, подготовленной диссертации. Автором зарегистрировано 7 результатов интеллектуальной деятельности:

1. А.К. Фомин, Программа для моделирования хранения ультрахолодных нейтронов в ловушке с учетом квазиупругого рассеяния на стенках // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018617809 от 2 июля 2018 г.
2. А.К. Фомин, Программа для моделирования эксперимента с регистрацией ультрахолодных нейтронов неупруго рассеянных при взаимодействии со стенками сосудов // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018618893 от 23 июля 2018 г.
3. А.К. Фомин, Программа для моделирования источника ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018660577 от 24 августа 2018 г.
4. А.К. Фомин, Программа для моделирования эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с хранением ультрахолодных нейтронов в материальной ловушке // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018611711 от 6 февраля 2018 г.
5. А.К. Фомин, Программа для моделирования эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона при помощи двухкамерного магниторезонансного спектрометра // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018615721 от 15 мая 2018 г.

6. А.К. Фомин, Программа для моделирования эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с ультрахолодными нейтронами // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017662103 от 27 октября 2017 г.
7. А.К. Фомин, Программа для моделирования детектора реакторных антинейтрино // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017662880 от 20 ноября 2017 г.

Достоверность результатов диссертации

Достоверность результатов обосновывается сравнением расчетов с экспериментальными данными. Публикации по теме работы приняты в рецензируемые научные журналы.

Апробация диссертации

Работа выполнена в Лаборатории физики нейтрона НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ. Результаты работы докладывались автором и обсуждались на научных семинарах, а также на следующих всероссийских и международных конференциях:

1. 6th International Workshop "Ultra Cold & Cold Neutrons. Physics & Sources", Saint-Petersburg, Russia, 1-7 июля 2007 г.
2. International Workshop on Particle Physics with Slow Neutrons, Grenoble, France, 29-31 мая 2008 г.
3. 7th International Workshop "Ultra Cold & Cold Neutrons. Physics & Sources", Saint-Petersburg, Russia, 8-14 июня 2009 г.
4. International Workshop on UCN and Fundamental Neutron Physics (UCN2010), RCNP, Japan, 8-9 апреля 2010 г.
5. Physics of fundamental Symmetries and Interactions - PSI2010, Paul Scherrer Institut, Switzerland, 11-14 октября 2010 г.

6. XXI совещание по использованию рассеяния нейтронов в исследованиях конденсированного состояния (РНИКС–2010), Россия, Москва, 16-19 ноября 2010 г.
7. 8th International Workshop "Ultra Cold & Cold Neutrons. Physics & Sources“, Saint-Petersburg, Russia, 11-21 июня 2011 г.
8. Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», Москва, Россия, 21-25 ноября 2011 г.
9. Международная научная конференция «Исследовательские реакторы в разработке ядерных технологий нового поколения и фундаментальных исследованиях», Димитровград, Россия, 5-9 декабря 2011 г.
10. The International Workshop on Non-Accelerator New Physics (NANPino-2013), Valday, Russia, 24-29 июня 2013 г.
11. Physics of fundamental Symmetries and Interactions - PSI2013, Paul Scherrer Institut, Switzerland, 8-12 сентября 2013 г.
12. Совещание по использованию рассеяния нейтронов и синхротронного излучения в конденсированных средах (РНСИ-КС-2014), Санкт-Петербург, Россия, 27-31 октября 2014 г.
13. Challenges of the world-wide experimental search for the electric dipole moment of the neutron (nEDM2014), Ascona, Switzerland, 2-6 ноября 2014 г.
14. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН, Москва, Россия, 17-21 ноября 2014 г.
15. Neutron-antineutron oscillations at European Spallation Source workshop #3, Chalmers, Sweden, 27-28 августа 2015 г.
16. International Workshop: Probing Fundamental Symmetries and Interactions with UCN, Mainz, Germany, 11-15 апреля 2016 г.
17. 26th International Nuclear Physics Conference (INPC2016), Adelaide , Australia, 11-16 сентября 2016 г.

18. The 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, Moscow, Russia, 10-14 октября 2016 г.
19. The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, Moscow, Russia, 2-5 октября 2017 г.
20. nEDM2017, Harrison Hot Springs, Canada, 15-20 октября 2017 г.
21. Neutron-Antineutron Oscillations: Appearance, Disappearance, and Baryogenesis, Seattle, USA, 23-27 октября 2017 г.
22. International Workshop on Particle Physics at Neutron Sources 2018, Grenoble, France, 24-26 мая 2018 г.
23. Particle Physics with Neutrons at the ESS, Stockholm, Sweden, 10-14 декабря 2018 г.
24. 19-я Международная Ломоносовская конференция, Москва, Россия, 22-28 августа 2019 г.
25. Physics of fundamental Symmetries and Interactions - PSI2019, Paul Scherrer Institut, Switzerland, 20-25 октября 2019 г.

Публикации

Результаты диссертации отражены в 33 публикациях за период с 2009 по 2019 гг., которые индексируются в базах данных Web of Science и Scopus [27,28,31-34,49,101-102,110,111,114,117,119,126-128,160,162,178-180,182,204,206,208,210-212,214-217].

Структура и объем диссертации

Работа состоит из Введения, 8 глав, Заключение, Списка обозначений и сокращений, Литературы. Объем диссертации 208 стр., она содержит 103 рисунка и 12 таблиц. Список литературы включает 225 наименований.

Глава 1. Среднемировое время жизни нейтрона

В главе рассмотрена проблема расхождения результатов экспериментов по измерению времени жизни нейтрона с использованием УХН. После внесения поправок получено новое среднемировое время жизни нейтрона и рассмотрены вытекающие из этого следствия.

1.1. Проблема измерений времени жизни нейтрона

В 2004 году был завершен эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой [3,4]. В нем было получено значение времени жизни нейтрона 878.5 ± 0.8 с. Оно отличается на 6.5 стандартных отклонений от среднемирового значения 885.7 ± 0.8 с Particle Data Group (PDG) 2006 г. [5] и на 5.6 стандартных отклонений от эксперимента с наиболее точным в то время результатом $885.4 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 0.4_{\text{сист}}$ с [6]. Это событие оказалось переломным в истории измерений времени жизни нейтрона и в дальнейшем получило название “neutron lifetime revolution”. В эксперименте [3,4] используется гравитационная ловушка с покрытием низкотемпературным маслом фомблин, которое имеет несколько преимуществ по отношению к предыдущим экспериментам. Прежде всего, малый коэффициент потерь $2 \cdot 10^{-6}$ УХН со стенками ловушки дает вероятность потери при соударении со стенкой на уровне 1% от вероятности нейтронного β -распада. Таким образом, мы имеем фактически прямое измерение времени жизни нейтрона; экстраполяция от лучшего времени хранения к времени жизни нейтрона составила всего 5 с. В таких условиях практически невозможно получить ошибку 7 с. При этом систематическая ошибка в эксперименте [3,4] была 0.3 с.

После эксперимента с гравитационной ловушкой в определении среднего мирового значения времени жизни нейтрона сложилась весьма драматическая ситуация. С одной стороны, новое значение времени жизни нейтрона не может быть включено в мировое среднее PDG 2010 из-за большого различия результатов [7]. С другой стороны, появление нового результата с высокой точностью измерений ставит под сомнение мировое среднее значение для времени жизни нейтрона.

В Таблице 1.1 показана динамика развития событий. До проведения измерений [3,4] на установке “Gravitrap” мировое время по существу определялось результатом работы [6] $885.4 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 0.4_{\text{сист}}$ с (Рисунок 1.1). В этот момент было сформировано непротиворечивое мировое среднее значение PDG 2006 885.7 ± 0.8 с. Появление нового прецизионного измерения времени жизни нейтрона в 2004 году [3,4] привело к появлению описанного выше противоречия (Рисунок 1.2). Противоречие углубилось в 2007 г. после измерений времени жизни нейтрона с магнитной ловушкой УХН из постоянных магнитов [8] с результатом 878.2 ± 1.9 с представленным на конференции [9], а затем опубликованным [10] (Рисунок 1.3). Легко видеть, что эксперимент с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов [6] является одним из наиболее точных экспериментов в Таблице 1.1. Он дает основной вклад в мировое среднее, сформированное до 2004 года, он же дает основной вклад в расхождение результатов старых и новых измерений.

1.2. Получение нового времени жизни нейтрона с учетом поправок и дополнений

Для выхода из сложившейся ситуации необходимы новые эксперименты, а также более детальный анализ старых экспериментов и поиск возможных систематических ошибок.

Таблица 1.1. Результаты измерений времени жизни нейтрона до 2007 года.

τ_n , с	Авторы, год, ссылка
878.2 ± 1.9	V. Ezhov et al. 2007 [9]
$878.5 \pm 0.7 \pm 0.3$	A. Serebrov et al. 2005 [3,4]
$886.3 \pm 1.2 \pm 3.2$	M.S. Dewey et al. 2003 [11]
$885.4 \pm 0.9 \pm 0.4$	S. Arzumanov et al. 2000 [6]
$889.2 \pm 3.0 \pm 3.8$	J. Byrne et al. 1996 [12]
882.6 ± 2.7	W. Mampe et al. 1993 [13]
$888.4 \pm 3.1 \pm 1.1$	V. Nesvizhevski et al. 1992 [14]
$893.6 \pm 3.8 \pm 3.7$	J. Byrne et al. 1990 [15]
887.6 ± 3.0	W. Mampe et al. 1989 [16]
872 ± 8	A. Kharitonov et al. 1989 [17]
$878 \pm 27 \pm 14$	R. Kossakowski et al. 1989 [18]
877 ± 10	W. Paul et al. 1989 [19]
891 ± 9	P. Spivac et al. 1988 [20]
$876 \pm 10 \pm 19$	J. Last et al. 1988 [21]
870 ± 17	M. Arnold et al. 1987 [22]
903 ± 13	Y.Y. Kosvintsev et al. 1986 [23]
937 ± 18	J. Byrne et al. 1980 [24]
881 ± 8	L. Bondarenko et al. 1978 [25]
918 ± 14	C.J. Christensen et al. 1972 [26]

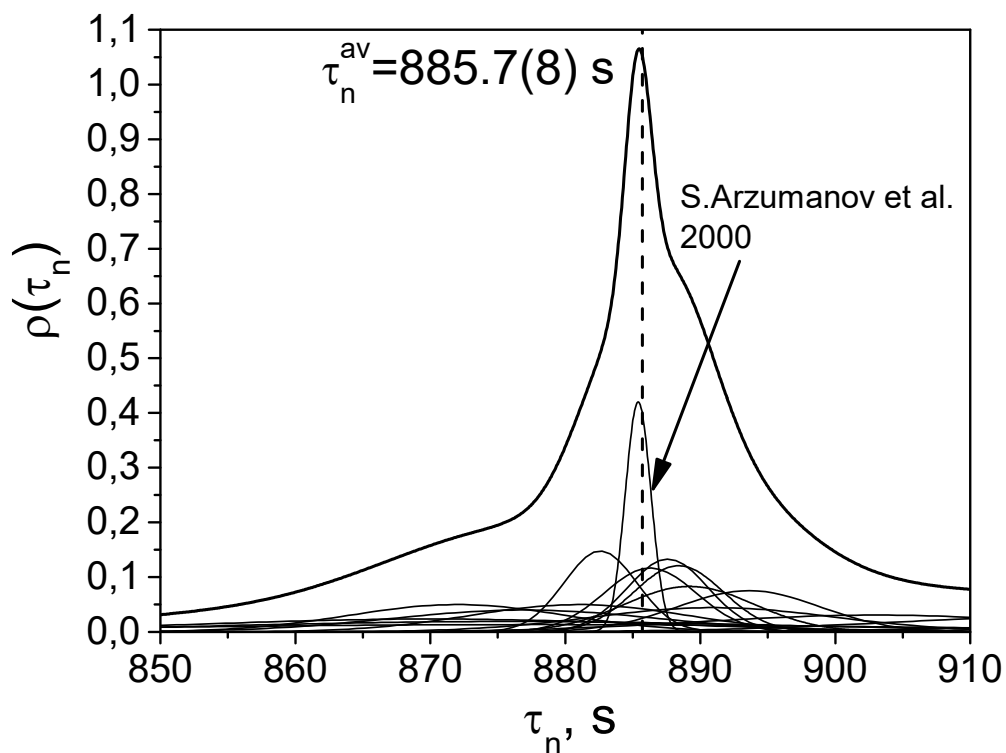


Рисунок 1.1. Измерения времени жизни нейтрона в 2003 году до эксперимента с установкой “Gravitrap”.

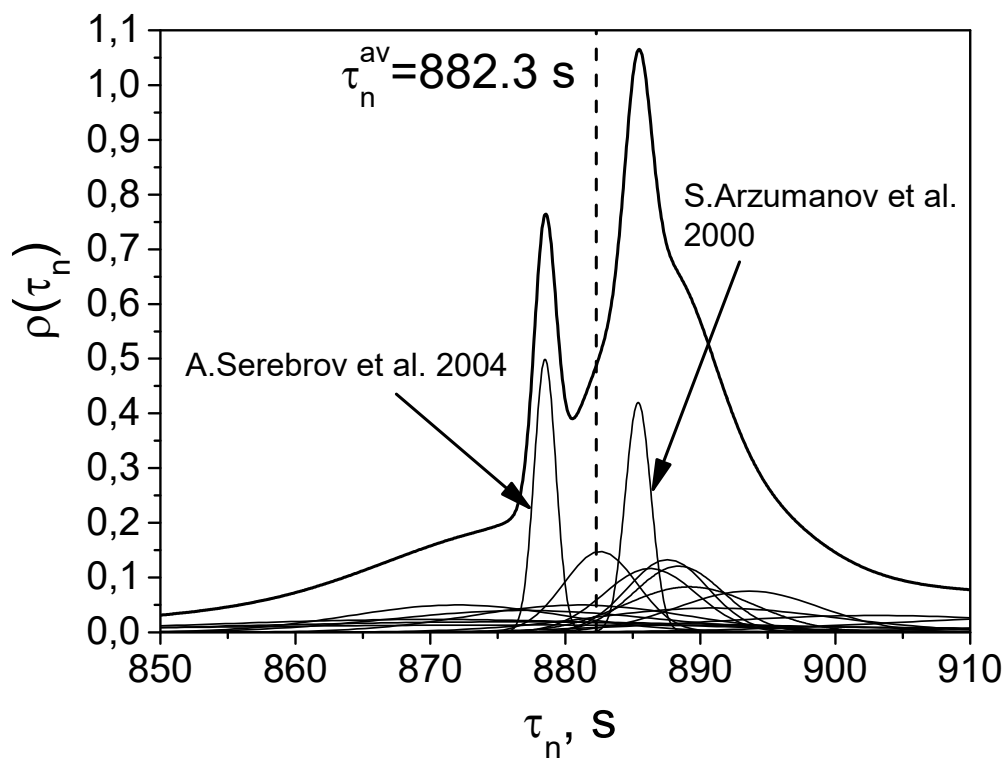


Рисунок 1.2. Измерения времени жизни нейтрона после эксперимента с установкой “Gravitrap” в 2004 году.

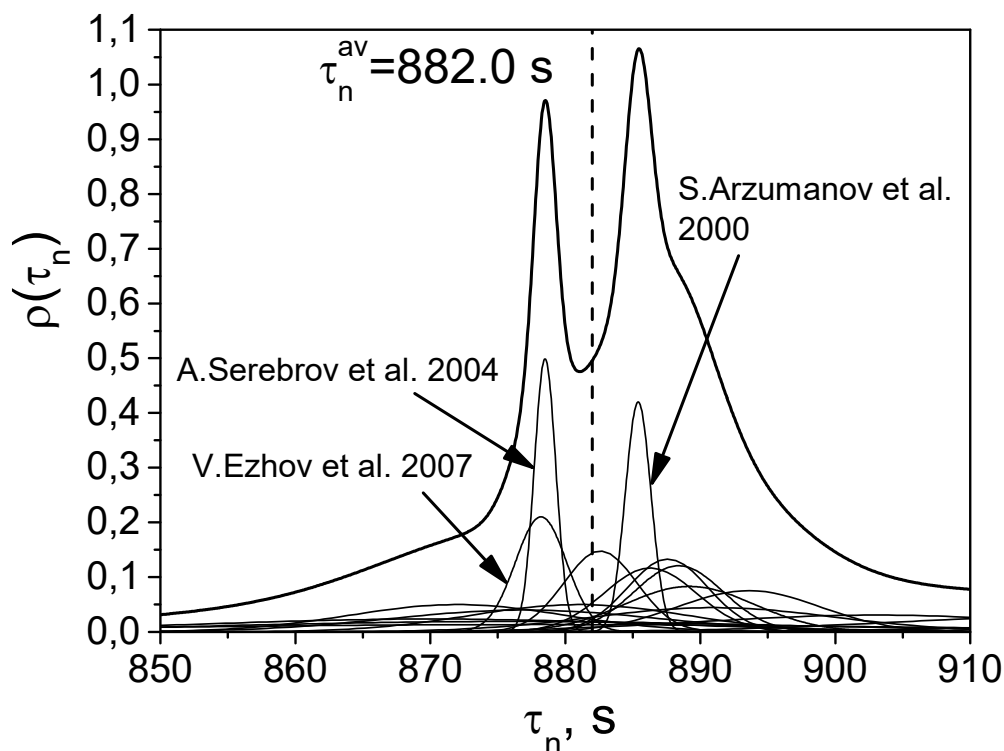


Рисунок 1.3. Измерения времени жизни нейтрона после эксперимента с магнитной ловушкой в 2007 году.

В 2009 году было проведено Монте-Карло моделирование эксперимента МАМВО I [16], результаты которого представлены в работе [27]. Также было проведено Монте-Карло моделирование эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов [6], результаты которого представлены в работе [28]. В обоих экспериментах найдена отрицательная поправка к времени жизни нейтрона приблизительно 6 с. В 2010 году был опубликован результат эксперимента МАМВО II 880.7 ± 1.8 с [29], который является развитием эксперимента МАМВО I. В эксперименте МАМВО II использовался спектр без надбарьерных нейтронов. Поэтому в нем была подавлена систематика эксперимента МАМВО I.

Далее в 2010 году была получена новая таблица результатов измерений времени жизни нейтрона с учетом поправок работ [16] и [27], а также работ [6] и [28] (Таблица 1.2, Рисунок 1.4а).

Таблица 1.2. Экспериментальные результаты измерения времени жизни нейтрона после поправок и дополнений.

τ_n , с	Авторы, год, ссылка
881.5 ± 2.5	S. Arzumanov et al. 2009 [30]
878.2 ± 1.9	V. Ezhov et al. 2007 [9]
$878.5 \pm 0.7 \pm 0.3$	A. Serebrov et al. 2005 [3,4]
$886.3 \pm 1.2 \pm 3.2$	M.S. Dewey et al. 2003 [11]
$879.9 \pm 0.9 \pm 2.4$	S. Arzumanov et al. 2000 [6,28]
880.7 ± 1.8	A. Pichlmaier et al. 2010 [29]
$889.2 \pm 3.0 \pm 3.8$	J. Byrne et al. 1996 [12]
882.6 ± 2.7	W. Mampe et al. 1993 [13]
$893.6 \pm 3.8 \pm 3.7$	J. Byrne et al. 1990 [15]
881.6 ± 3.0	W. Mampe et al. 1989 [16,27]
872 ± 8	A. Kharitonov et al. 1989 [17]
$878 \pm 27 \pm 14$	R. Kossakowski et al. 1989 [18]
877 ± 10	W. Paul et al. 1989 [19]
891 ± 9	P. Spivac et al. 1988 [20]
$876 \pm 10 \pm 19$	J. Last et al. 1988 [21]
870 ± 17	M. Arnold et al. 1987 [22]
903 ± 13	Y.Y. Kosvintsev et al. 1986 [23]
937 ± 18	J. Byrne et al. 1980 [24]
881 ± 8	L. Bondarenko et al. 1978 [25]
918 ± 14	C.J. Christensen et al. 1972 [26]

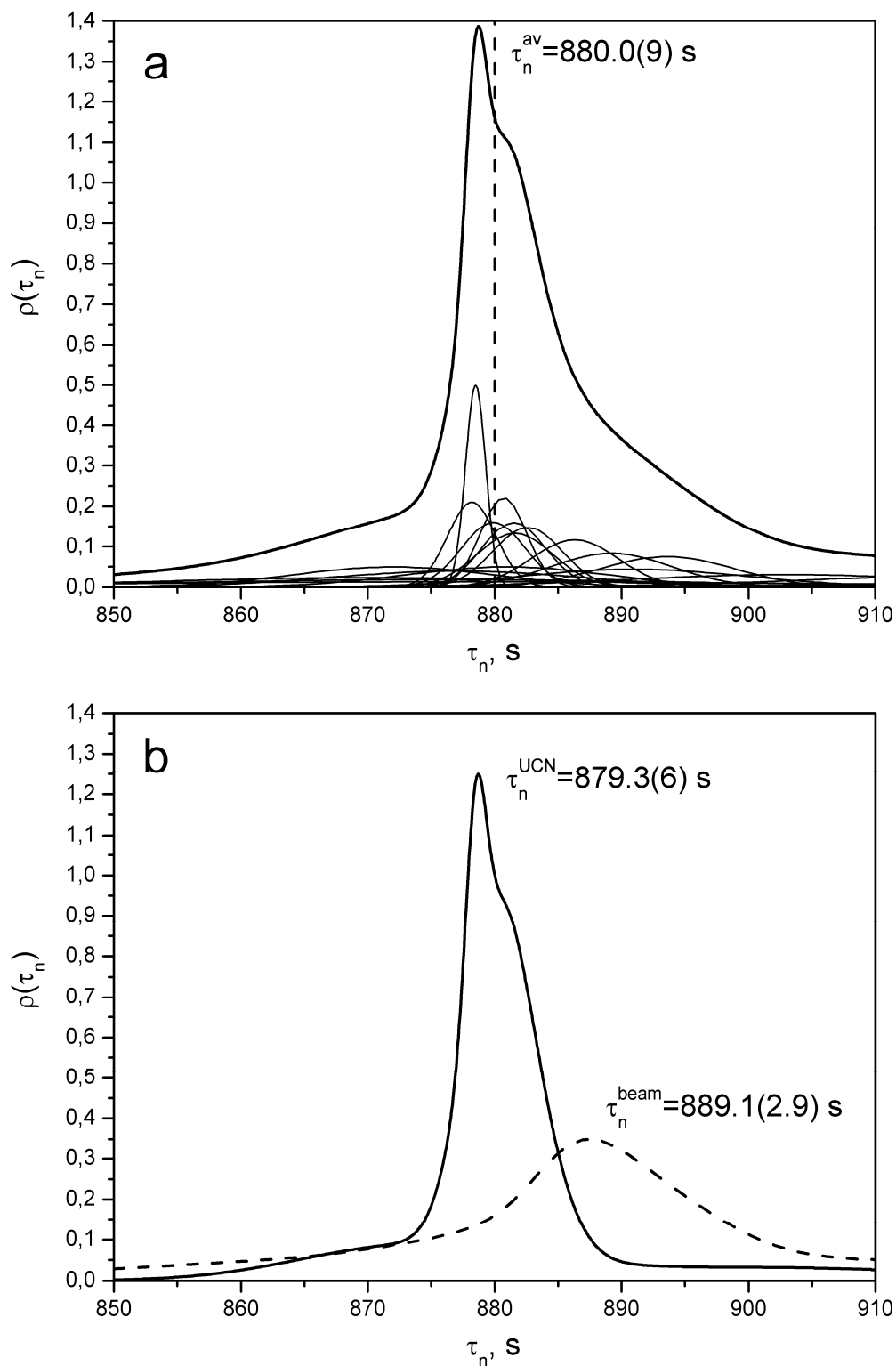


Рисунок 1.4. (а) Распределение результатов измерений времени жизни нейтрона после поправок и дополнений, дающее среднее значение $880.0 \pm 0.9 \text{ с}$. (б) Распределение результатов измерений в экспериментах с хранением УХН и пучковых экспериментах.

Работа [14] была удалена из списка, так как получен новый значительно более точный результат на этой установке с использованием низкотемпературного фомблина вместо твердого кислорода. Наконец, в таблицу был включен новый результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов 881.5 ± 2.5 с [30], который был опубликован на конференции. Стандартная ошибка среднего значения времени жизни нейтрона по данным Таблицы 1.2 составляет 0.6 с, а дисперсия результатов составляет 0.9 с. Таким образом, было принято в качестве мирового среднего значения для времени жизни нейтрона 880.0 ± 0.9 с [31-34]. Новое значение времени жизни нейтрона находится в согласии с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой.

Получение нового значения для времени жизни нейтрона имеет ряд важных следствий, оказавших влияние на следующие области:

- 1) проверка Стандартной модели,
- 2) космология,
- 3) сравнение измерений времени жизни нейтрона в экспериментах с хранением и на пучках,
- 4) нейтринная физика.

1.2.1. Проверка Стандартной модели

Бета-распад нейтрона играет большую роль в физике элементарных частиц и космологии [35-37]. Рассмотрим более подробно исследование распада нейтрона, включая измерение асимметрии распада и тест на проверку Стандартной модели. Этот анализ описан подробно в работах [38,39]. Как известно, матричный элемент V_{ud} матрицы Кабиббо-Кобаяси-Маскавы (СКМ):

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

может быть определён из распада нейтрона благодаря измерениям времени жизни и асимметрии распада (Рисунок 1.5) и его можно сравнить с другими методами определения V_{ud} .

Формула, связывающая период полураспада нейтрона ($\tau_{1/2}$) с элементом V_{ud} :

$$f\tau_{1/2}(1+\delta'_R)(1+\Delta_R) = \frac{K}{|V_{ud}|^2 G_F^2 (1+3\lambda^2)}, \quad (1.2)$$

где $f=1.6886$ - фактор фазового пространства; $\delta'_R=1.466\cdot 10^{-2}$ - модельно независимая внешняя радиационная поправка, вычисляемая с точностью $9\cdot 10^{-5}$, $\Delta_R=2.40\cdot 10^{-2}$ - модельно зависящая внутренняя радиационная поправка, вычисляемая с точностью $8\cdot 10^{-4}$, G_F - фермиевская константа слабого взаимодействия, определяемая из μ -распада; $K = \hbar(2\pi^3 \ln 2)(\hbar c)^6 / (m_e c^2)^5$, $\lambda = G_A / G_V$ - отношение аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия, которое определяется экспериментально из измерений коэффициентов угловых корреляций при β -распаде нейтрона. В эксперименте по измерению асимметрии бета-распада измеряется величина:

$$A_0 = -2 \frac{\lambda(\lambda+1)}{(1+3\lambda^2)} \quad (1.3)$$

С учётом того, что $G_V = V_{ud}G_F$ на Рисунке 1.5 из уравнения (1.2) мы получаем эллипс, а из уравнения (1.3), пересекающую его кривую, и точка пересечения позволяет нам определить элемент V_{ud} . Формулу (1.2) для элемента V_{ud} , можно переписать в виде, представленном в работе [40]:

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4908.7 \pm 1.9}{\tau_n (1 + 3\lambda^2)} \quad (1.4)$$

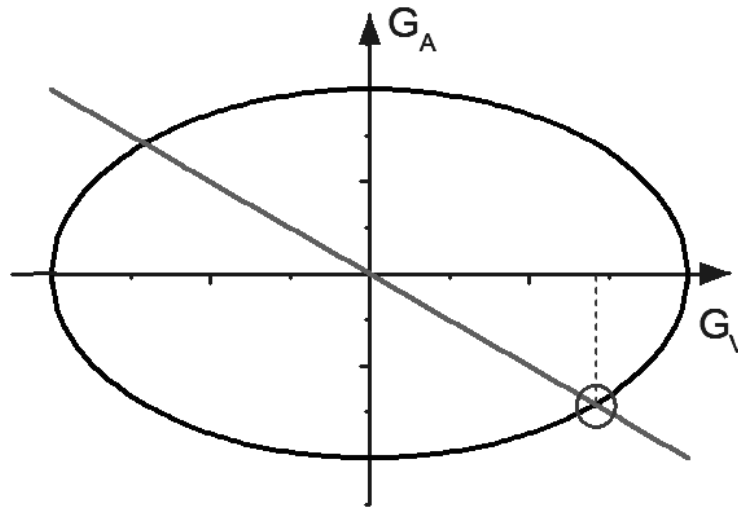


Рисунок 1.5. Определение матричного элемента V_{ud} из данных распада нейтрона.

Следует отметить, что анализ нейтронного β -распада с новым среднемировым значением для времени жизни нейтрона оказался в согласии со Стандартной моделью. Рисунок 1.6 показывает зависимость матричного элемента смешивания кварков $|V_{ud}|$ от $|\lambda|$ при разных значениях времени жизни нейтрона. Пересечение данных для τ_n и $|\lambda|$ даёт значение $|V_{ud}|$ из распада нейтрона, которое можно сравнить со значением $|V_{ud}|$ из сверхразрешённых $0^+ \rightarrow 0^+$ ядерных переходов и со значением $|V_{ud}|$ из унитарности матрицы СКМ ($V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 = 1$).

Значение $|V_{ud}| = 0.9743(7)$, вычисленное для нового среднемирового значения времени жизни нейтрона $880.0(9)$ с и $|\lambda| = 1.2750(9)$ [41], находится в согласии с $|V_{ud}| = 0.97419(22)$, вычисленным из унитарности матрицы смешивания кварков и $|V_{ud}| = 0.97425(22)$, измеренным из ядерного бета-распада [41,42]. Можно видеть, что значение $|V_{ud}| = 0.9711(6)$, вычисленное для старого

среднемирового значения времени жизни нейтрона $885.7(8)$ с, не совпадает с экспериментальными значениями $|V_{ud}| = 0.97419(22)$ и $|V_{ud}| = 0.97425(22)$.

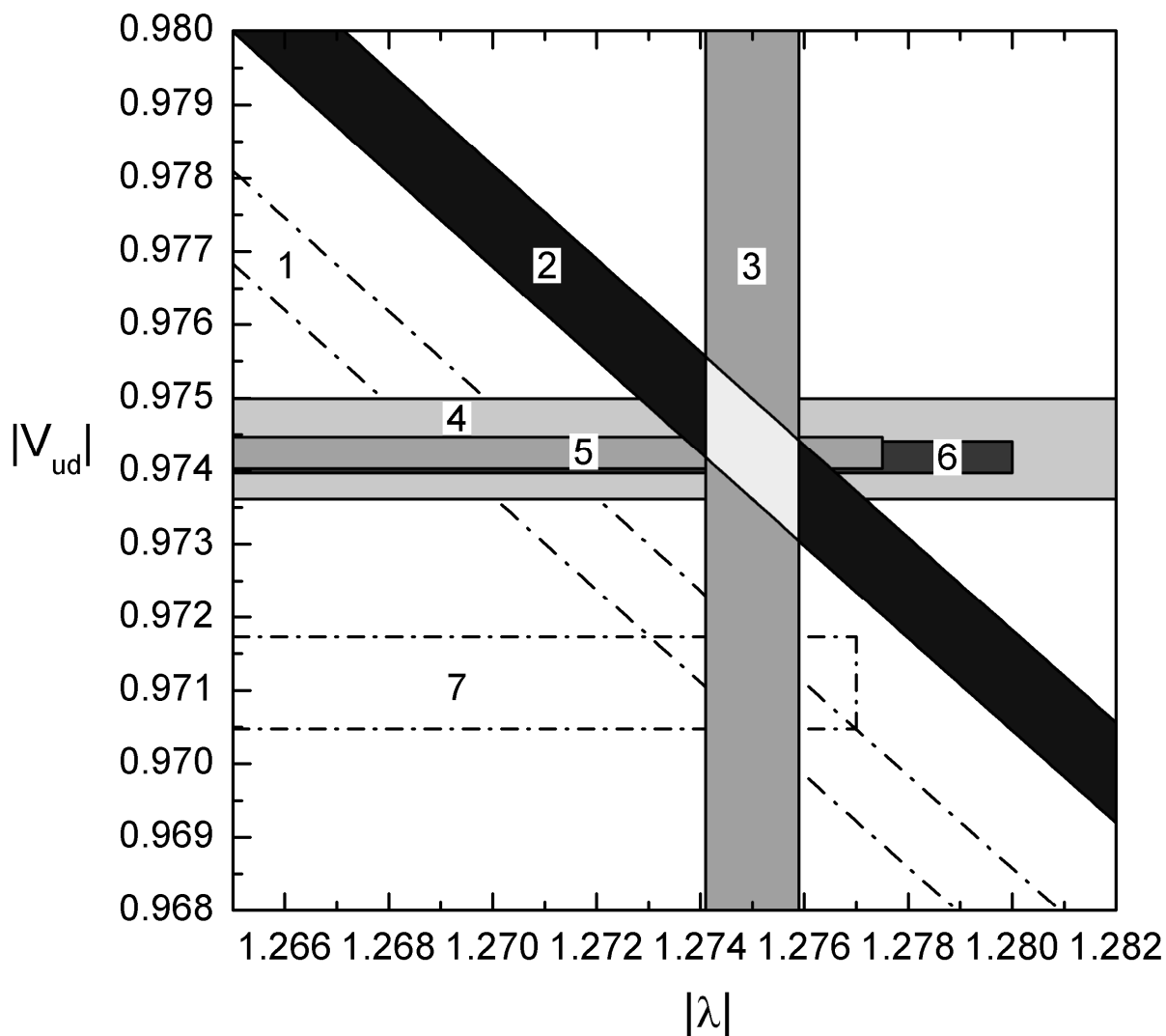


Рисунок 1.6. Зависимость матричного элемента смешивания кварков $|V_{ud}|$ от $|\lambda|$ при разных значениях времени жизни нейтрона. (1) время жизни нейтрона, PDG 2006; (2) время жизни нейтрона, 880.0 ± 0.9 с; (3) асимметрия β -распада нейтрона, Perkeo 2007; (4) β -распад нейтрона, 880.0 ± 0.9 с и Perkeo 2007; (5) унитарность; (6) ядерный β -распад; (7) β -распад нейтрона, PDG 2006 и Perkeo 2007.

1.2.2. Космология

Был проведен детальный анализ первичного нуклеосинтеза на ранних стадиях формирования Вселенной [43]. Было проанализировано влияние нового времени жизни нейтрона на согласованность данных по первоначальным распространенностям D и ${}^4\text{He}$ с данными для барионной асимметрии η_{10} . Использование нового времени жизни нейтрона улучшает согласие данных для первоначальной распространенности дейтерия, гелия и барионной асимметрии. Хотя точность космологических данных значительно ниже точности измерения времени жизни нейтрона, сдвиг между старым среднемировым значением и новым результатом уже оказывает определенное влияние на проверку модели нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной.

1.2.3. Сравнение измерений времени жизни нейтрона в экспериментах с хранением и на пучках

Дополнительно был проведен отдельный анализ результатов измерения времени жизни нейтрона с хранением УХН и в пучковых экспериментах. Среднее время жизни нейтрона в экспериментах с хранением составило 879.3 ± 0.6 с, а в пучковых экспериментах 889.1 ± 2.9 с. Распределение двух групп данных представлено на Рисунке 1.4b. На Рисунке 1.7 показаны две группы данных в историческом порядке. Обнаруженная разница в результатах экспериментов с хранением и пучковых экспериментов составила 3.3σ и требует объяснения. Вклад пучковых экспериментов в среднемировое значение мал из-за их невысокой точности. Тем не менее это отдельная проблема, которая требует решения [33].

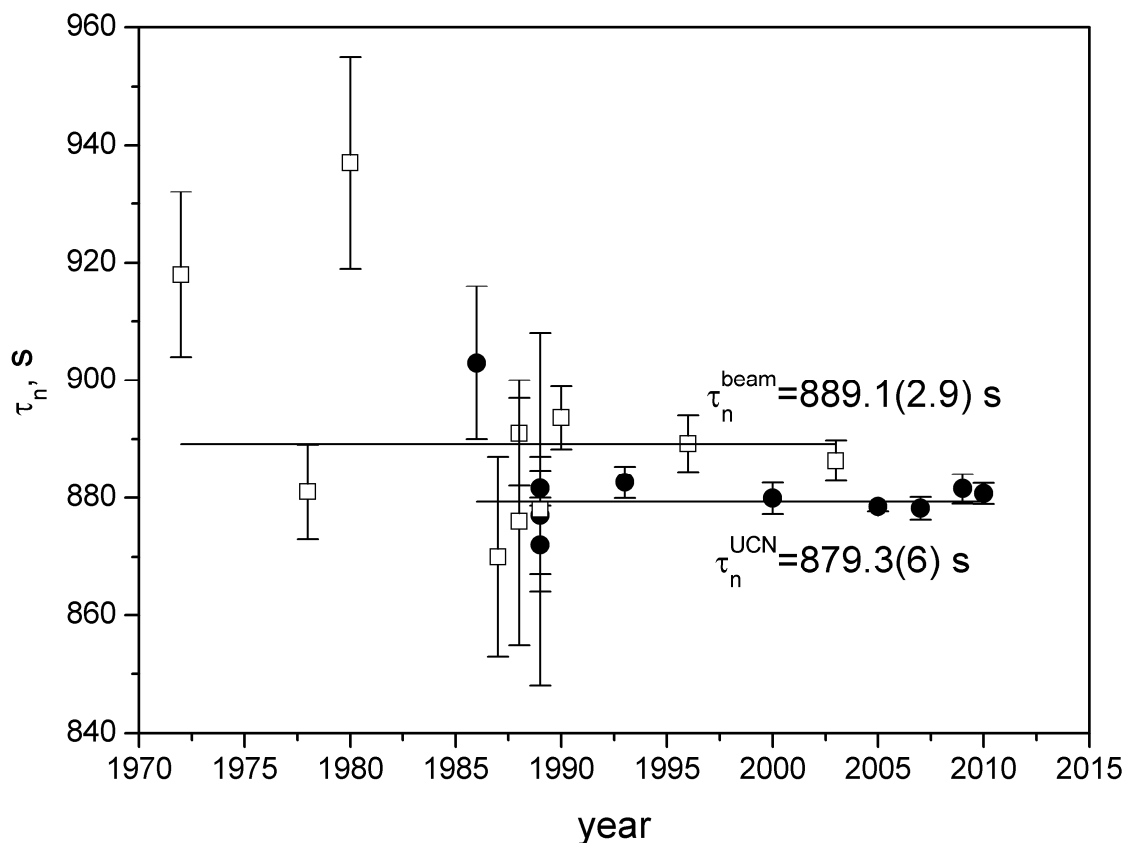


Рисунок 1.7. Две группы результатов измерения времени жизни нейтрона в историческом порядке: ● – эксперименты с УХН, □ – пучковые эксперименты.

В экспериментах с УХН измеряется изменение количества нейтронов в ловушке с течением времени. При этом там проводятся относительные измерения, при которых эффективность детектора сокращается. Принципиальная разница в постановке экспериментов на пучке состоит в том, что там регистрируются продукты распада нейтрона (протоны или электроны). Пучковый эксперимент построен на основе следующего соотношения:

$$\Delta N_p = \frac{1}{\tau_n} N_n \Delta t, \quad (1.5)$$

где ΔN_p - число зарегистрированных продуктов распада нейтрона (протонов или электронов) при прохождении нейтронного пучка через установку, N_n - число нейтронов, прошедших через установку, Δt - время пролёта нейтронов через установку. При этом предполагается единственный канал распада

нейтрона на p , e , $\bar{\nu}$. Вероятность распада нейтрона в атом водорода пренебрежимо мала и оценивается в $3.9 \cdot 10^{-40}\%$. Основная трудность пучкового эксперимента – абсолютные измерения как величин в соотношении (1.5), так и эффективности регистрации электронов и протонов.

1.2.4. Нейтринная физика

Время жизни нейтрона влияет на эффективность нейтринных детекторов, основанных на реакции обратного бета-распада. В настоящее время наблюдается дефицит при регистрации реакторных антинейтрино на коротких расстояниях, который получил название реакторной антинейтринной аномалии. Полагается, что это может быть вызвано осцилляциями реакторных антинейтрино в стерильное состояние. Некоторый вклад в дефицит зарегистрированных антинейтринных событий внесен новым значением времени жизни нейтрона. Так как время жизни нейтрона уменьшилось, соответственно возросла эффективность нейтринных детекторов. В настоящее время в мире проводится несколько экспериментов по поиску стерильного нейтрино. Более подробно этот вопрос освещен в Главе 8.

1.3. Анализ с данными после 2010 года

В дальнейшем экспериментальные группы обоих смоделированных экспериментов (MAMBO I и с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов) поправили свои результаты. В 2012 году результат эксперимента MAMBO I был изменен с 887.6 ± 3.0 с на $882.5 \pm 1.4 \pm 1.5$ с [44], а результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов был изменен с

$885.4 \pm 0.9 \pm 0.4$ с на $881.6 \pm 0.8 \pm 1.9$ с [45]. Значение PDG 2013 составило 880.0 ± 0.9 с [46], что совпадает со значением из пункта 1.2.

В 2015 году был поставлен новый эксперимент группой Курчатовского института, который дал результат 880.2 ± 1.2 с [47]. Эксперимент с большой гравитационной ловушкой был завершён коллаборацией ПИЯФ НИЦ КИ-ILL-RAL в 2017 году [48-50]. Он дал результат $881.5 \pm 0.7 \pm 0.6$ с, который находится в согласии с результатом предыдущего эксперимента [3,4]. В том же 2017 году был опубликован результат LANL [51] с магнитной ловушкой УХН, который дал результат $877.7 \pm 0.7 \pm 0.3$ с. Таким образом, результаты двух независимых экспериментов с магнитным хранением УХН [10,51] находятся в хорошем согласии. Также имеется согласие экспериментов с хранением УХН в материальных и магнитных ловушках. Значение PDG 2018 года составляет 880.2 ± 1.0 с [52]. История изменения значения PDG показана на Рисунке 1.8.

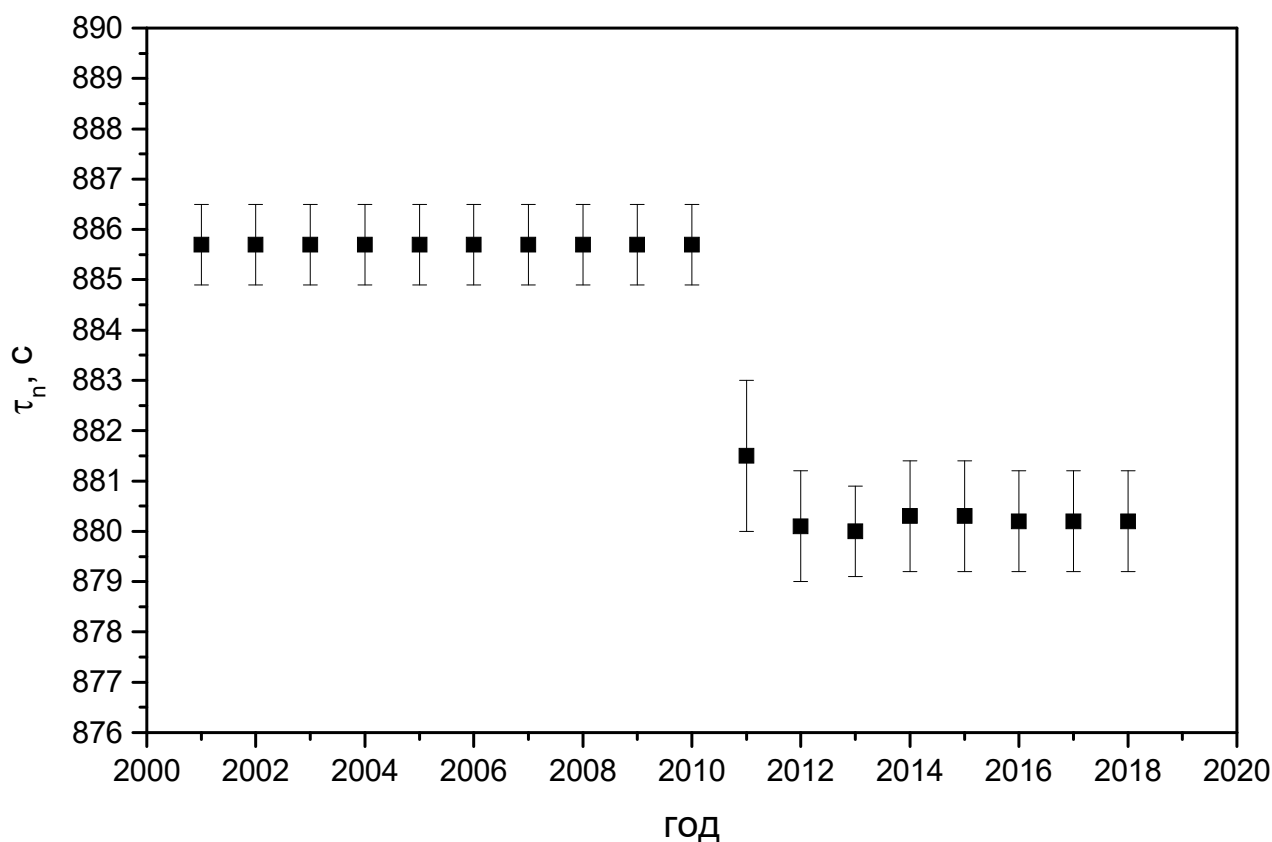


Рисунок 1.8. История изменения значения времени жизни нейтрона Particle Data Group [53].

В 2013 году был опубликован обновленный результат пучкового эксперимента NIST, который составил $887.7 \pm 1.2_{\text{стат}} \pm 1.9_{\text{сист}}$ с [54], что подтверждает наличие расхождения с экспериментами с хранением УХН (Рисунок 1.9). Хотя данное расхождение уже получило название «нейтронной аномалии», требуется, как минимум, повторение эксперимента [54] и проведение независимых пучковых экспериментов, как например [55]. Сейчас данная проблема вызывает большой интерес [56]. Существует ряд гипотез, пытающихся ее объяснить [57-62]. Большинство предположений связано с тем, что в экспериментах с УХН есть неучтенные потери, как например дополнительный канал распада в темную материю. Подробный анализ возможных объяснений аномалии нейтронного распада представлен в работах [63,64].

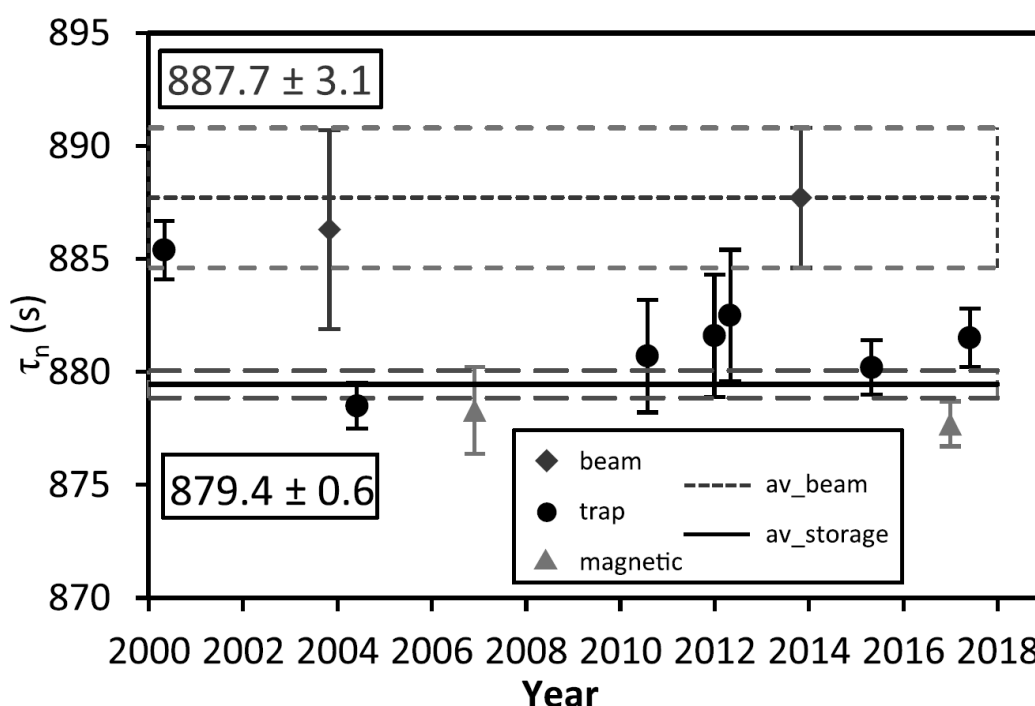


Рисунок 1.9. Экспериментальные результаты по измерению времени жизни нейтрона в 2018 году.

В 2018 году был опубликован результат эксперимента PERKEO 3 $\lambda = 1.27641(45)_{\text{стат}}(33)_{\text{сист}}$ [65]. Из Рисунка 1.10 можно видеть, что с новыми

данными тест на Стандартную модель выполняется успешно только в случае использования данных времени жизни нейтрона из экспериментов с хранением УХН.

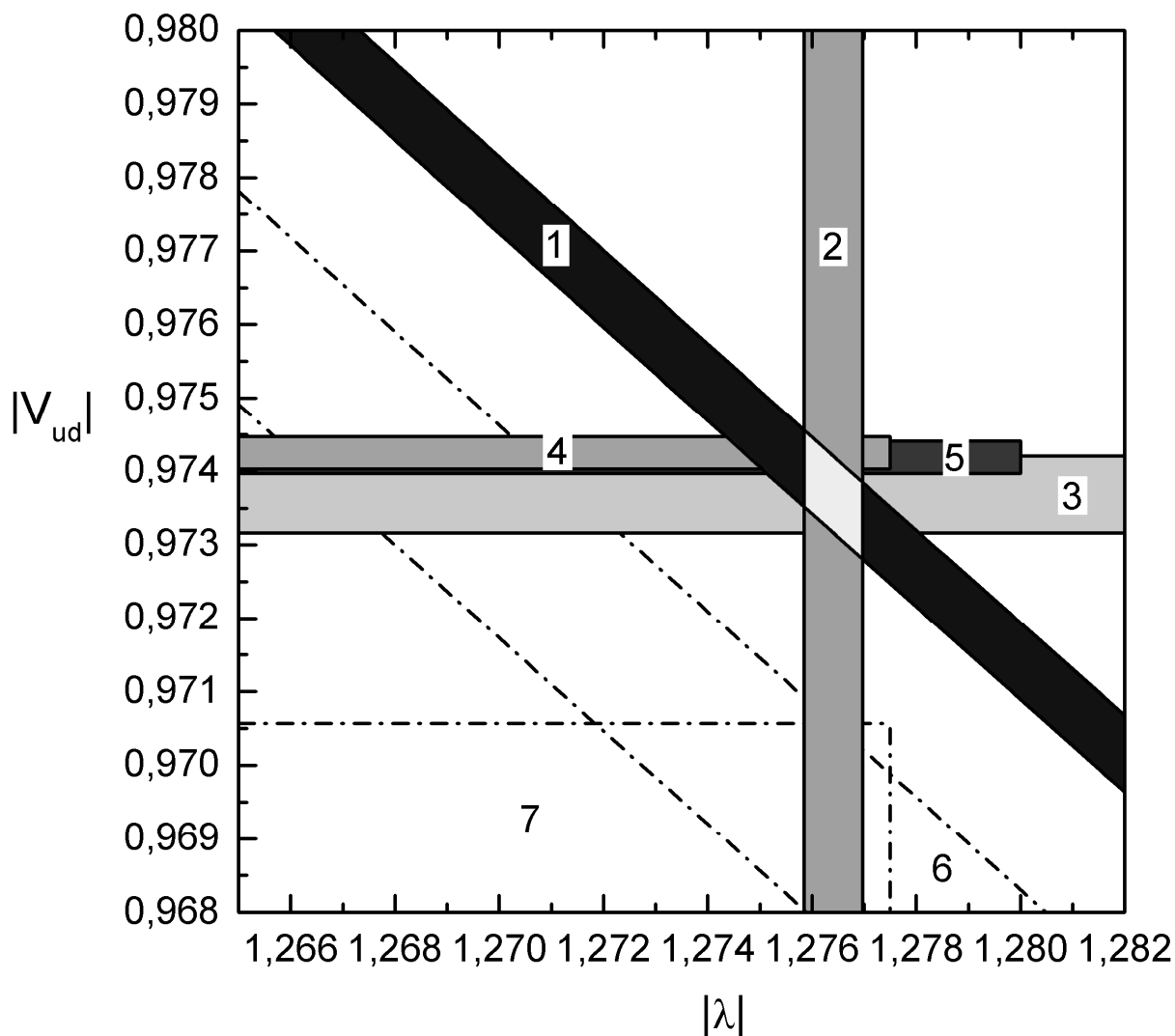


Рисунок 1.10. Зависимость матричного элемента смешивания кварков $|V_{ud}|$ от $|\lambda|$. (1) время жизни нейтрона, измеренное при помощи УХН (879.4 ± 0.6 с); (2) асимметрия β -распада нейтрона, PERKEO 3; (3) β -распад нейтрона из УХН + PERKEO 3; (4) унитарность; (5) $0^+ \rightarrow 0^+$ ядерные переходы; (6) время жизни нейтрона из пучкового эксперимента (887.7 ± 2.2 с); (7) β -распад нейтрона из пучкового эксперимента + PERKEO 3.

1.4. Выводы

В 2010 году после внесения соответствующих поправок было получено новое среднемировое время жизни нейтрона 880.0 ± 0.9 с, отличное от установившегося с 2001 года значения PDG 885.7 ± 0.8 с. С новым значением времени жизни нейтрона: (1) устанено наметившееся разногласие со Стандартной моделью, (2) наблюдается лучшее согласие с космологическими данными, (3) обнаружено расхождение в результатах измерения времени жизни нейтрона между пучковым методом и методом хранения, (4) изменилась эффективность нейтринных детекторов, что внесло свой вклад в реакторную антинейтринную аномалию. В 2012 г. экспериментальные группы обоих смоделированных экспериментов (MAMBO I и с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов) поправили свои результаты. Значение времени жизни нейтрона PDG 2013 составило 880.0 ± 0.9 с.

Глава 2. Эксперимент МАМВО I

Глава посвящена анализу эксперимента по измерению времени жизни нейтрона МАМВО I [16] с результатом 887.6 ± 3.0 с. Произведен поиск причин расхождения результата данного эксперимента с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой 878.5 ± 0.8 с [3,4].

2.1. Схема и метод эксперимента

В эксперименте МАМВО I, как и в ряде других экспериментов с хранением УХН до эксперимента с гравитационной ловушкой использовали фомблиновое покрытие при комнатной температуре [6,13,66]. Параллельные исследования показали, что на поверхности фомблина при комнатной температуре наблюдается квазиупругое рассеяние УХН, которое сильно подавляется при низких температурах [67,68]. Эксперимент [3,4] был выполнен при температуре ~ 120 К, при которой квазиупругое рассеяние УХН было полностью подавлено. В работе [69] был предложен механизм квазиупругого рассеяния за счет поверхностных волн (Рисунок 2.1).

Теоретические предположения этой работы были проверены в экспериментах с лазерами [69] и УХН [68]. Наблюдавшийся малый нагрев УХН при их хранении в ловушке, покрытой фомблином находится в согласии с теоретическими ожиданиями [68]. По этой причине теория [69] была использована в Монте-Карло моделировании эксперимента МАМВО I [16], в котором использовался фомблин при комнатной температуре.

Схема эксперимента [16] показана на Рисунке 2.2. Объем хранения УХН – прямоугольный параллелепипед с постоянными высотой 30 см и шириной 40 см, но изменяемой длиной $x < 55$ см. Боковые и верхняя стенки сделаны из

пластин термополированного стекла толщиной 5 мм. Распылитель фомблина расположен на металлическом основании и вся сборка поставлена в жидкий фомблин глубиной 1 мм. Подвижная задняя стенка составлена из двух стеклянных пластин с зазором 1 мм, заполненным фомблином. Она может смещаться на 0.1 мм по отношению к соседним стенкам, а ее нижняя кромка погружена в фомблин на металлическом основании. Поверхность подвижной стенки покрыта неровностями глубиной 2 мм и шириной 2 мм в виде синусоиды. Для половины поверхности неровности идут в вертикальном направлении, а для другой половины – в горизонтальном. Неровности предназначены для трансформации нейтронного потока в изотропный, для которого справедлива формула длины свободного пробега $\lambda = 4V / S$. Затворами входа и выхода УХН являются скользящие стеклянные пластины с отверстиями диаметром 65 мм, которые соответствуют отверстиям в передней стенке объема хранения. Затворы расположены на расстоянии 8 см от нижней стенки объема.

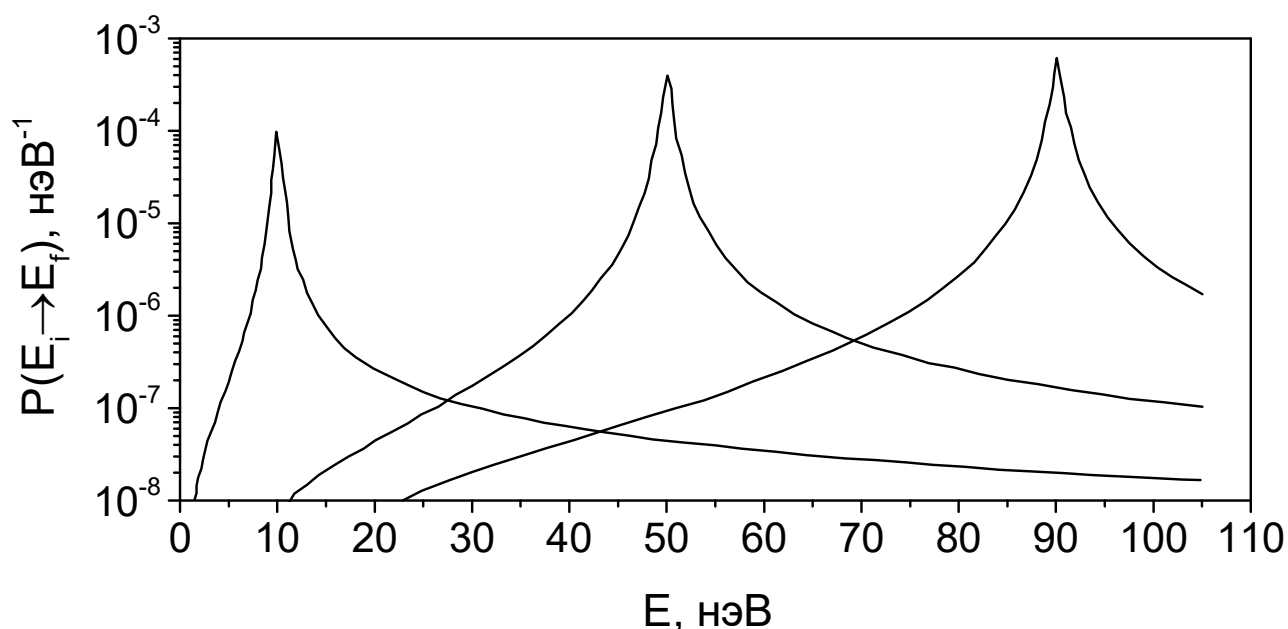


Рисунок 2.1. Вероятность нейтрона изменить энергию при соударении за счет квазиупругого рассеяния при температуре 283 К для 3 различных начальных энергий [69].

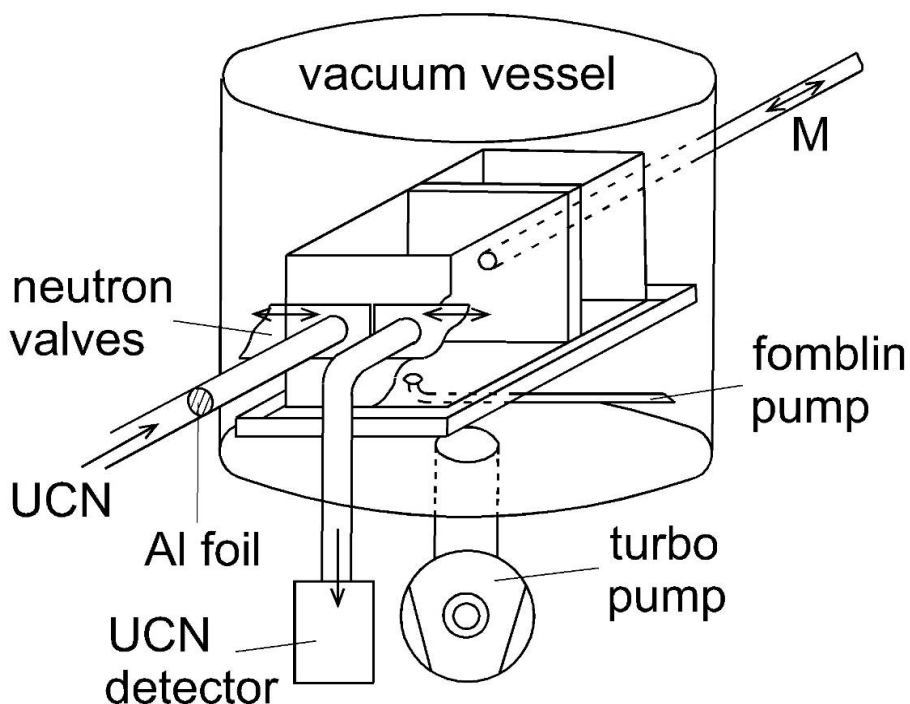


Рисунок 2.2. Схема эксперимента MAMBO I.

Идея эксперимента состоит в получении времени жизни нейтрона путем экстраполяции за счет изменения средней длины свободного пробега нейтрона между соударениями со стенками:

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \mu(v)\nu(v) = \tau_n^{-1} + \mu(v)\nu / \lambda, \quad (2.1)$$

где τ_{st} - время хранения нейтронов, τ_n - время жизни нейтрона, $\mu(v)$ - вероятность потери нейтрона на соударение, $\nu(v)$ - частота соударений, $\lambda = 4V / S$ - длина свободного пробега, V - объем ловушки, S - площадь поверхности ловушки. Формула (2.1) показывает линейную зависимость обратного времени хранения от обратной средней длины свободного пробега. Таким образом, вероятность β -распада нейтрона можно получить путем экстраполяции τ_{st}^{-1} к нулевой частоте соударений со стенками.

Экстраполяция описанным способом справедлива для моноэнергетического спектра. Для полного спектра она невозможна из-за того, что спектр меняет свою форму с течением времени из-за того, что $\mu(v)$ и $\nu(v)$

зависят от скорости нейтрона. Для исключения влияния изменения спектра в работе [16] предложено зафиксировать число соударений для разных размеров ловушки за счет подбора времени удержания УХН. Это получается за счет выполнения отношения:

$$\frac{t_2(i)}{t_2(j)} = \frac{t_1(i)}{t_1(j)} = \frac{\lambda(i)}{\lambda(j)} = \frac{t_2(i) - t_1(i)}{t_2(j) - t_1(j)}, \quad (2.2)$$

где t_1 и t_2 - времена удержания для вычисления τ_{st}^{-1} , i и j - индексы соответствующие разным объемам. К сожалению, даже когда это условие выполнено, экстраполяция дает ошибку из-за того, что на движение УХН влияет гравитационное поле. Для ее устранения в работе [16] вводится специальная поправка.

В более длинных объемах относительная площадь дна больше, чем в коротких (Рисунок 2.3). Поэтому даже при одинаковом количестве соударений в более длинных объемах потери УХН будут больше, так как в условиях гравитации будет больше высокоэнергетичных соударений с дном. С другой стороны, по этой же причине в более коротких объемах очистка от надбарьерных нейтронов будет происходить медленнее, чем в более длинных.

Квазиупругое рассеяние УХН на поверхности жидкого фомблина меняет спектр УХН и поэтому должно быть учтено отдельно. Также проблемы возникают из-за появления надбарьерных нейтронов. Влияние этих эффектов определено в Монте-Карло моделировании.

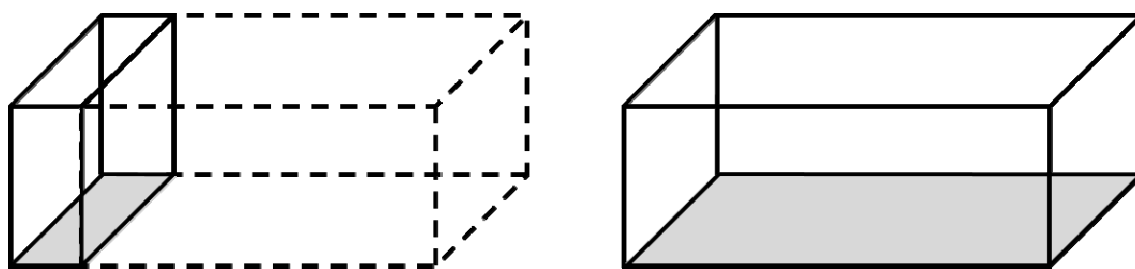


Рисунок 2.3. Иллюстрация особенностей хранения УХН в объемах разной длины.

2.2. Монте-Карло моделирование

Монте-Карло моделирование эксперимента [16] было проведено с учетом гравитации и квазиупругого рассеяния УХН при отражениях от фомблина [70]. В программе рассчитывается траектория каждого нейтрона. При отражениях от стенок вычисляется вероятность потери нейтрона и вектор скорости после отражения. В программе использовались зеркальные и диффузные отражения от стенок.

Относительное влияние того или иного эффекта (надбарьерных нейтронов или квазиупругого рассеяния) на окончательный результат может быть исследовано при помощи его включения или исключения в моделировании. Полный анализ был проведен для температуры 10°C, при которой проводился эксперимент [16] и аналитическое описание модели квазиупругого рассеяния УХН доступно в работе [69].

Вычисления проводились на компьютерных кластерах в общей сложности в течение нескольких месяцев. Далее результаты приведены для объема с длиной $x=55$ см если не указано иное. Отражение нейтронов от задней стенки с неровностями было смоделировано путем того, что 50% отражений были зеркальными и 50% - диффузными если не указано иное. Времена удержания нейтронов были выбраны так же как в эксперименте. В моделировании было задано конкретное время жизни нейтрона.

На Рисунке 2.4 для иллюстрации показано сравнение экспериментальных и расчетных данных. Он показывает, что расчетные зависимости ведут себя аналогично экспериментальным. Рис. 2 из работы [16] показывает типовую картину без учета специфических условий эксперимента (например, структуры подвижной стенки). Без знания детальной информации об эксперименте достижение полного согласия на Рисунке 2.4 не представляется возможным. Основным результатом являются значения времени жизни нейтрона,

полученные экстраполяцией. Поэтому более правильно сравнить значение результатов экстраполяции в зависимости от интервалов времен удержания.

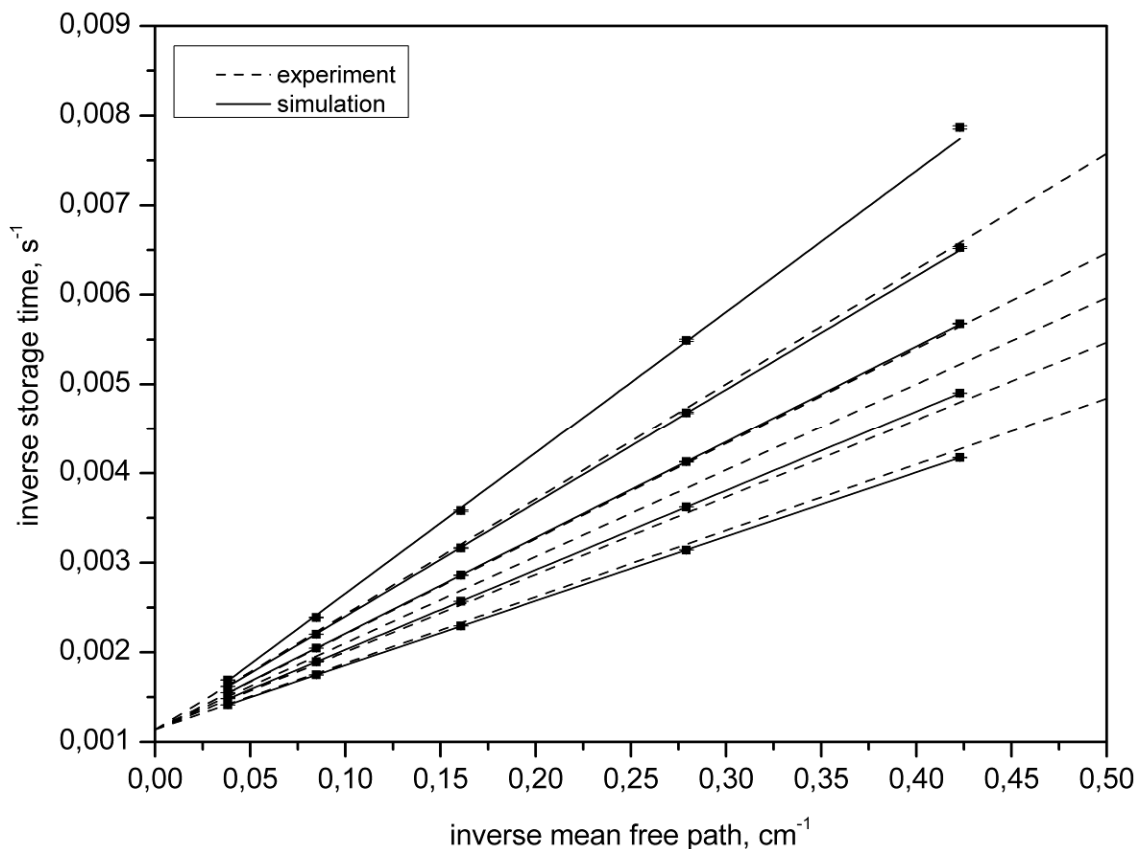


Рисунок 2.4. Обратные времена хранения в зависимости от обратной средней длины пробега для различных времен удержания. Пунктирные линии – экспериментальные данные из работы [16], которые в ней названы типовыми. Сплошные линии – результат моделирования.

На Рисунке 2.5 показано сравнение результатов экстраполяции в эксперименте и расчете. Видно, что зависимость полученного экстраполяцией τ_n от интервалов времени удержания хорошо воспроизводится моделированием неровностей подвижной стенки при помощи изменения вероятности зеркального отражения. Основная часть измерений в работе [16] была проведена с неровностями на подвижной стенке.

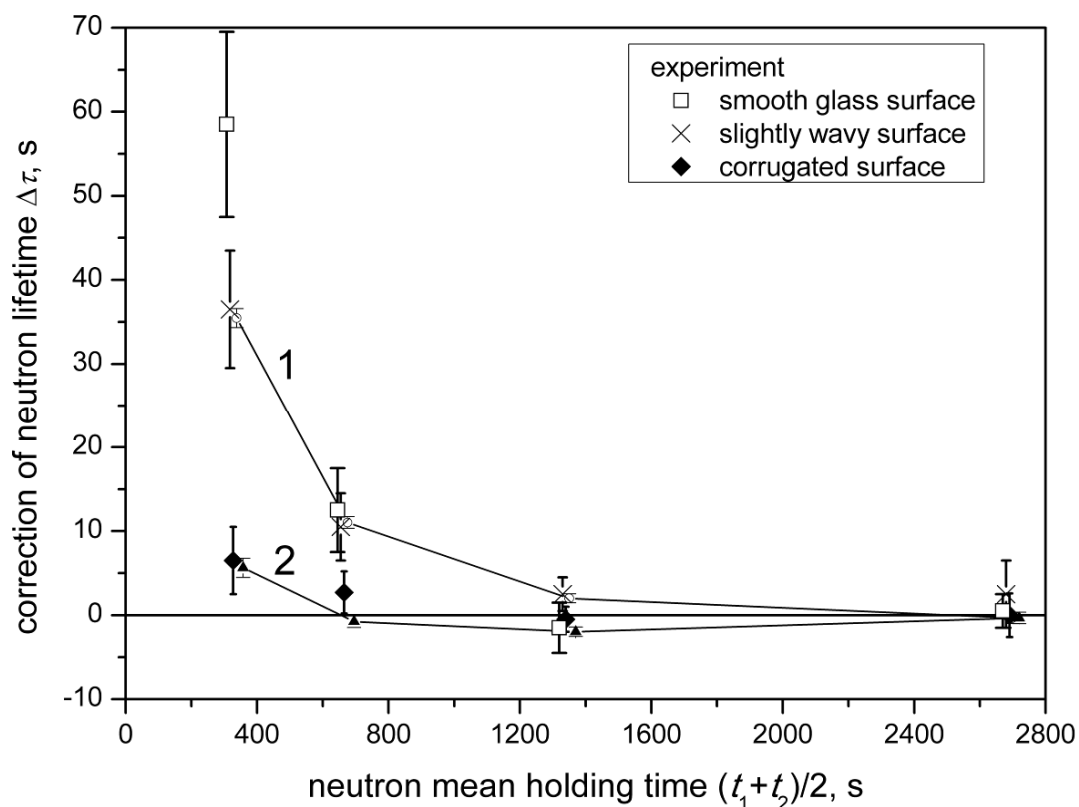


Рисунок 2.5. Зависимость измеренного в эксперименте времени жизни нейтрона без поправок от интервала времени удержания для разных вариантов неровностей подвижной стенки. Результаты расчета для разной зеркальности подвижной стенки: 1 – 99% зеркальных и 1% диффузных отражений, 2 – 50% зеркальных и 50% диффузных отражений.

Следующим шагом была исследована зависимость результатов моделирования от начального спектра УХН, который в эксперименте не был известен достоверно. Рисунок 2.6 показывает слабую зависимость от спектра, особенно для наиболее важных точек с длинным временем удержания. Зависимость есть для точек с малым временем удержания, но их статистический вес в окончательном результате пренебрежимо мал (см. Таблицу 2.1). Поправка при коротком времени удержания пропорциональна амплитуде спектра при критической энергии 108 нэВ. В дальнейших вычислениях был использован спектр 4 из Рисунка 2.6.

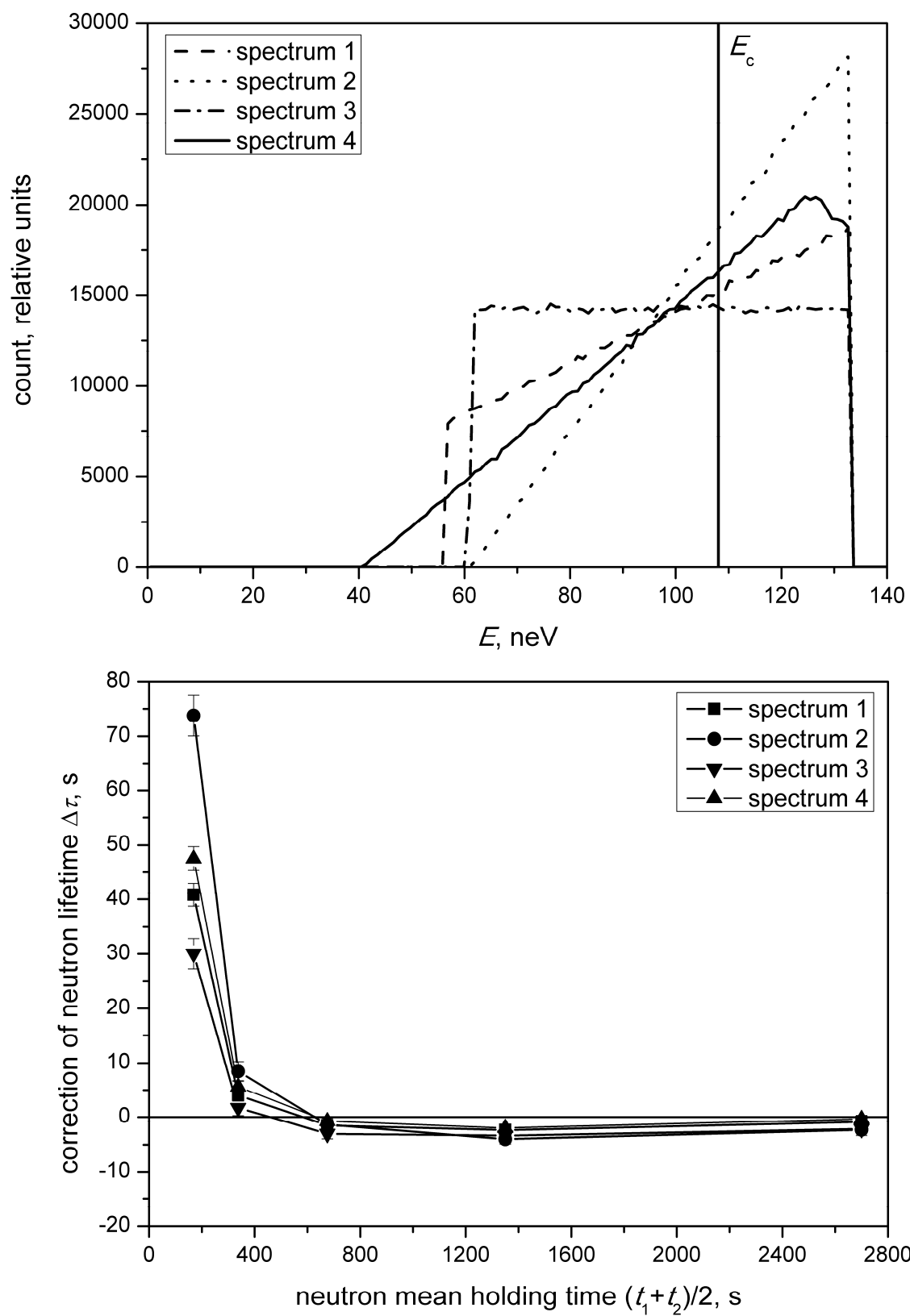


Рисунок 2.6. Результаты моделирования с различным начальным спектром в ловушке. E_c - критическая энергия фомблина (108 нэВ).

Эффект изменения спектра в процессе хранения показан на Рисунке 2.7. Заметно, что неупругое рассеяние существенно меняет форму УХН спектра. Такие изменения могут являться причиной систематической ошибки. Надбарьерные нейтроны могут храниться в ловушке довольно долго, особенно если их энергия близка к критической.

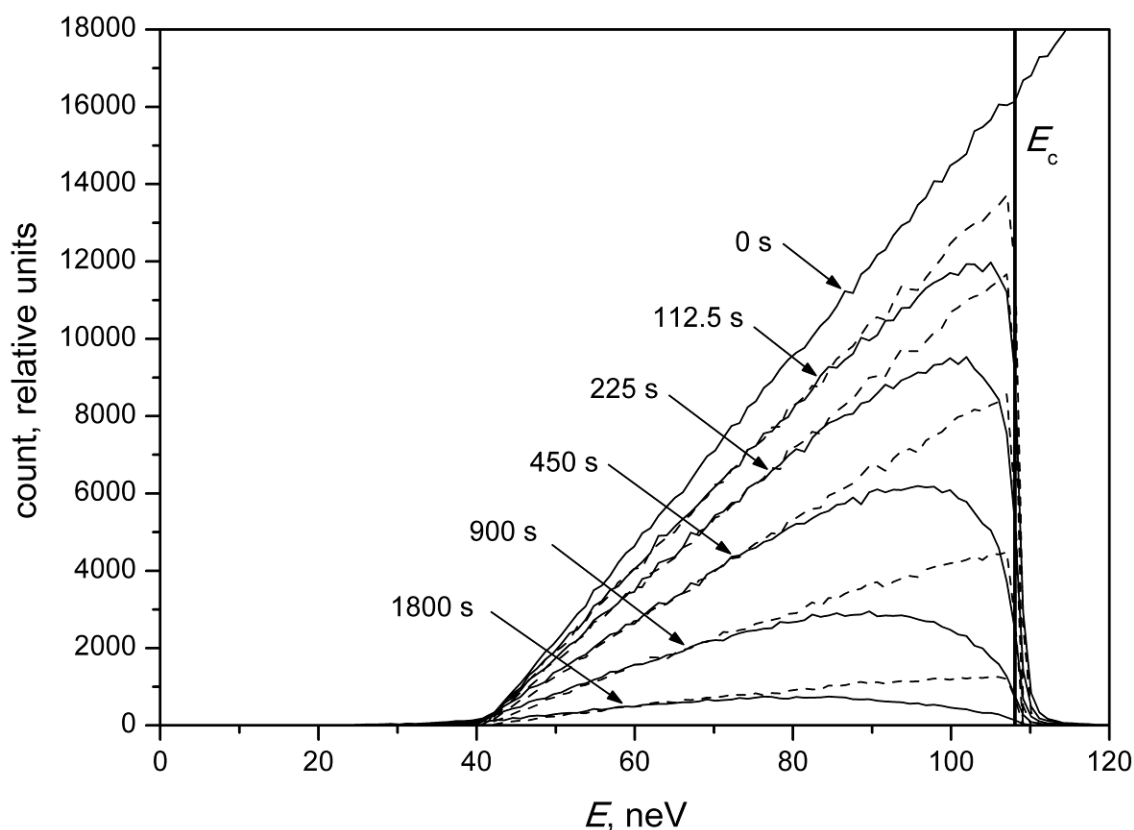


Рисунок 2.7. Спектр УХН в ловушке после различных интервалов времени удержания без учета неупругого рассеяния (пунктирная линия) и с учетом квазиупругого рассеяния (сплошная линия). E_c - критическая энергия фомблина (108 нэВ).

Было проведено 4 расчета с различными вариантами включения или исключения рассмотренных эффектов в моделировании. Результаты экстраполяции показаны на Рисунке 2.8. При исключении надбарьерных нейтронов и неупругого рассеяния (кривая 1) мы получаем гравитационную

поправку отдельно. Более длинные объемы хранения имеют большую площадь нижней стенки и поэтому в них происходит больше соударений УХН с более высокой энергией из-за гравитации, что приводит после экстраполяции к меньшему значению времени жизни нейтрона. Спектры для данного случая представлены на Рисунке 2.9(а). Гравитационная поправка практически не зависит от времени удержания УХН. Полученное в результате экстраполяции время жизни нейтрона получается меньше заложенного в программе на 7.5 ± 0.3 с. Этот результат аналогичен полученному в работе [16].

Следующий расчет на Рисунке 2.8 был сделан с включением надбарьерных нейтронов в спектр УХН, но без квазиупругого рассеяния (кривая 2). Расчет показал, что для коротких времен удержания полученное в результате экстраполяции время жизни нейтрона значительно больше, чем в предыдущем случае (кривая 1), но при длинных временах удержания приближается к нему. Однако, опять же заметим, что основное влияние на окончательный результат работы [16] оказывают результаты измерений с длинным временем удержания. Основной вклад вносят точки с временами удержания (900-1800) с и (1800-3600) с. Спектры для данного случая представлены на Рисунке 2.9(б).

Следующий расчет на Рисунке 2.8 был сделан с включением квазиупругого рассеяния, но без надбарьерных нейтронов (кривая 4). Расчет показал, что с увеличением времени удержания, полученное значение τ_n увеличивается в связи с появлением новых надбарьерных нейтронов. Спектры для данного случая представлены на Рисунке 2.10(а).

Следующий расчет на Рисунке 2.8 был сделан с включением квазиупругого рассеяния и надбарьерных нейтронов (кривая 3). Расчет показал, что благодаря появлению новых надбарьерных нейтронов из-за квазиупругого рассеяния, полученное значение τ_n не может достичь значений кривой 1 при длинных временах удержания. В результате значения кривой 3 не зависят от длинных времен удержания.

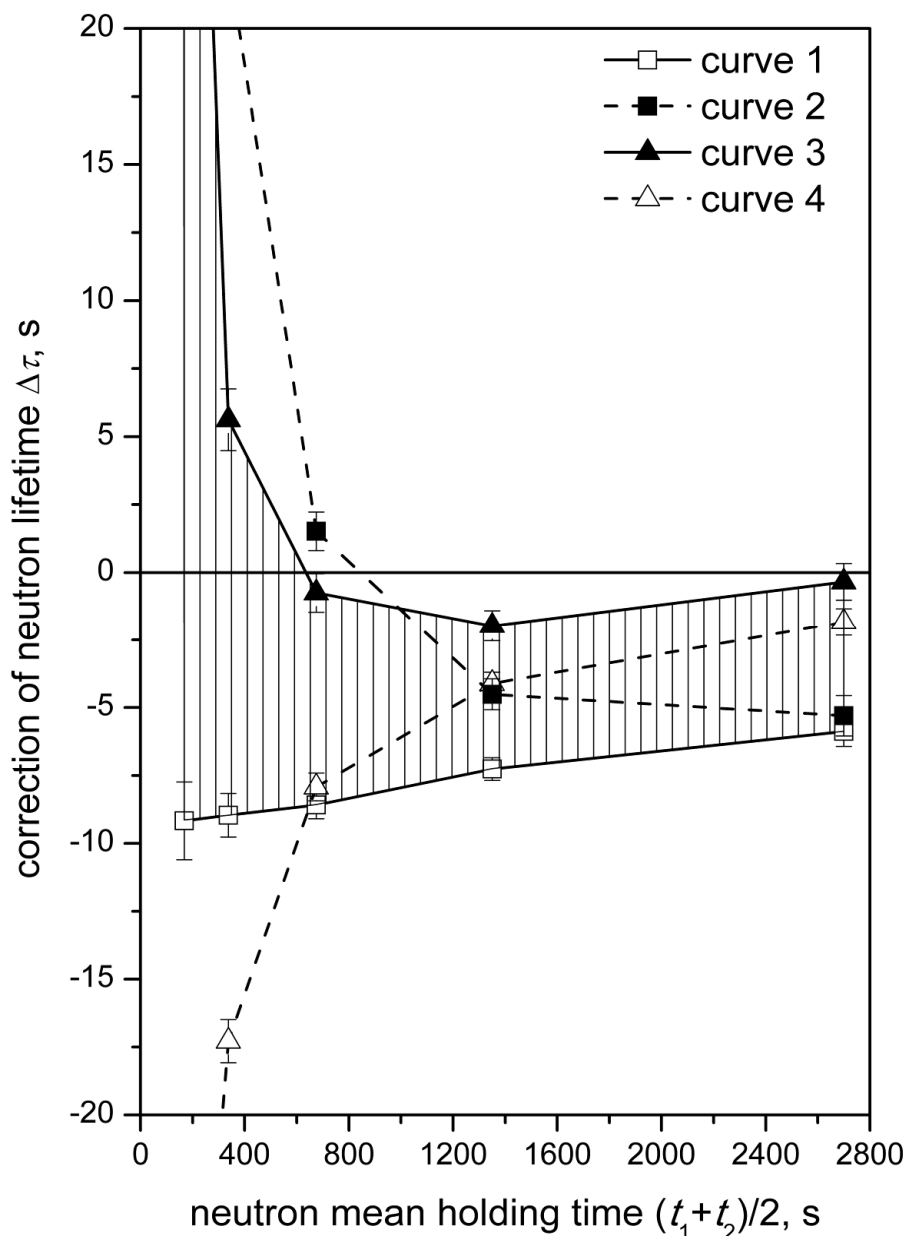


Рисунок 2.8. Результаты МК моделирования зависимости времени жизни нейтрона, полученного экстраполяцией от интервала времени хранения. 1 – без квазиупругого рассеяния и без надбарьерных нейтронов, 2 – без квазиупругого рассеяния и с надбарьерными нейтронами, 3 – с квазиупругим рассеянием и с надбарьерными нейтронами, 4 – с квазиупругим рассеянием и без надбарьерными нейтронами. Разница между кривыми 1 и 3 дает поправку из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния, которая не была учтена в работе [16].

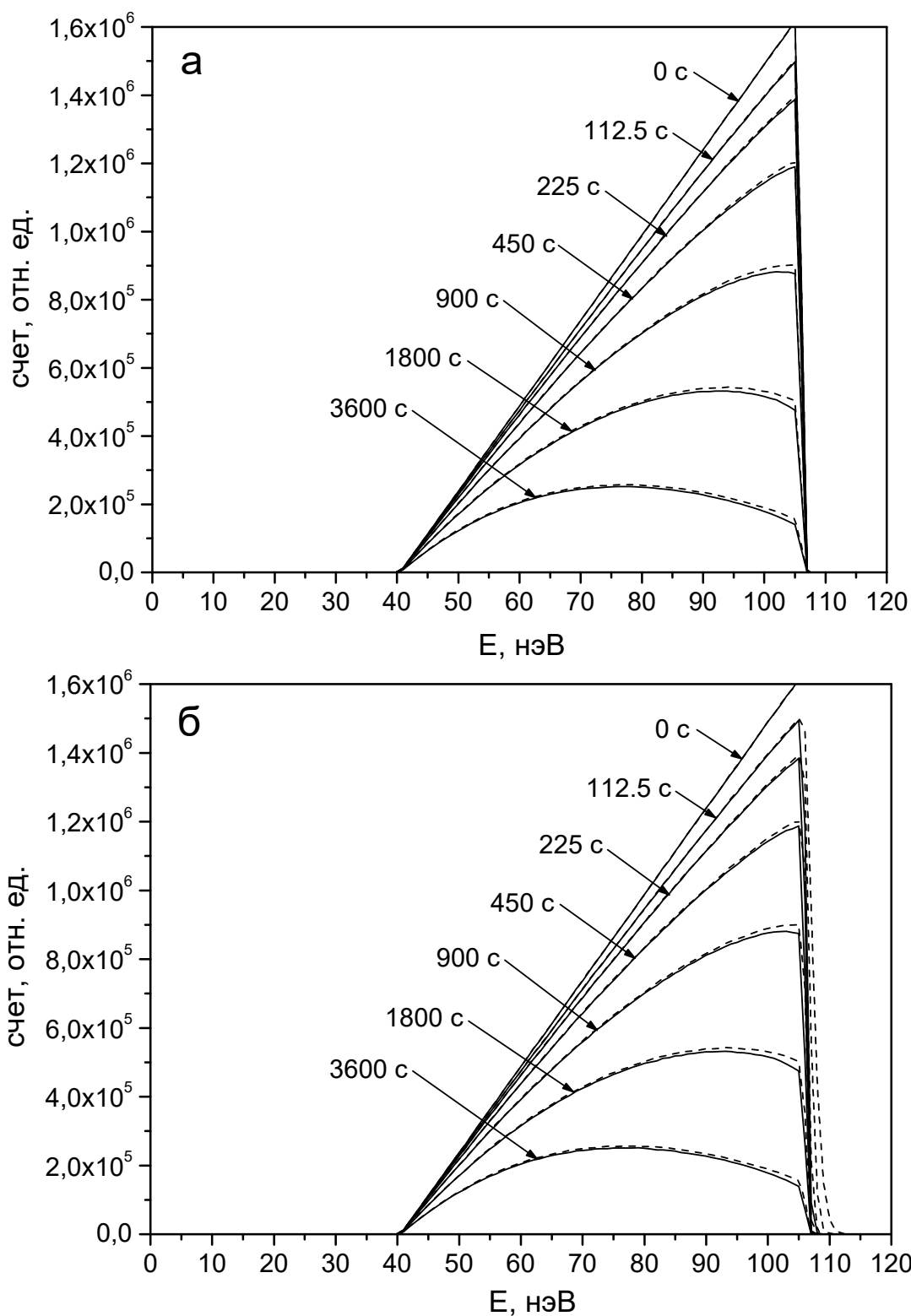


Рисунок 2.9. Спектр УХН в ловушке после различных интервалов времени удержания без учета неупругого рассеяния. $x=1.27$ см – пунктирная линия, $x=55$ см – сплошная линия. а – без надбарьерных нейтронов, б – с надбарьерными нейтронами. Время жизни нейтрона принято бесконечным.

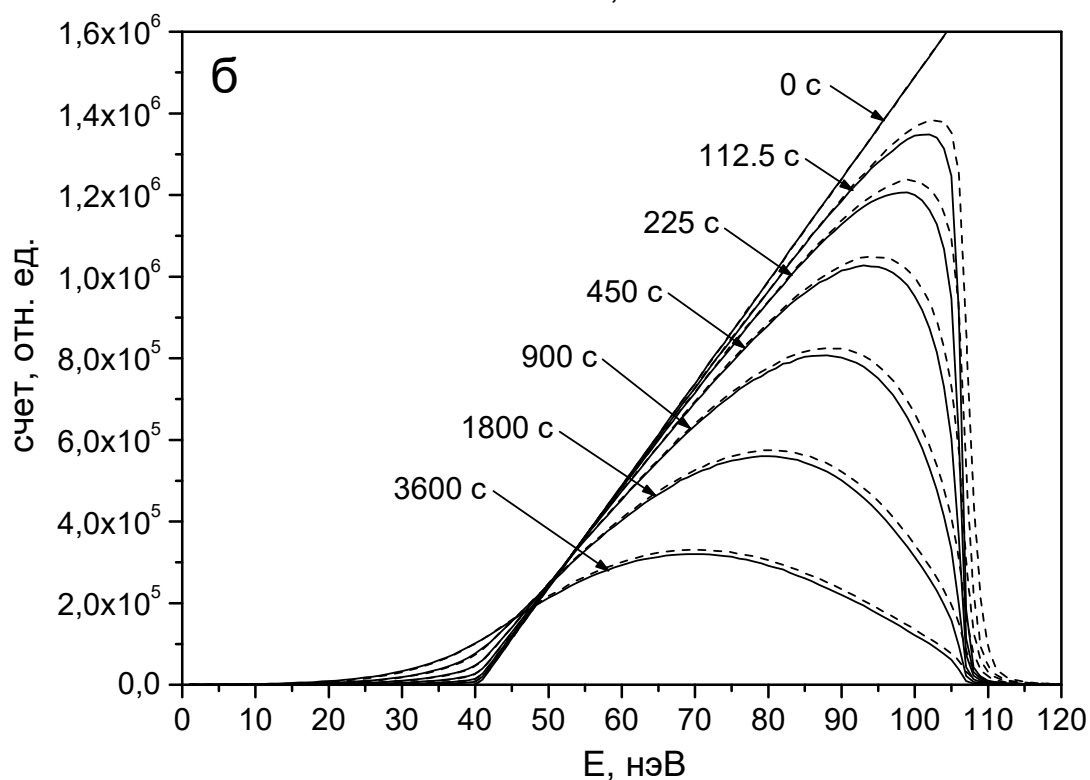
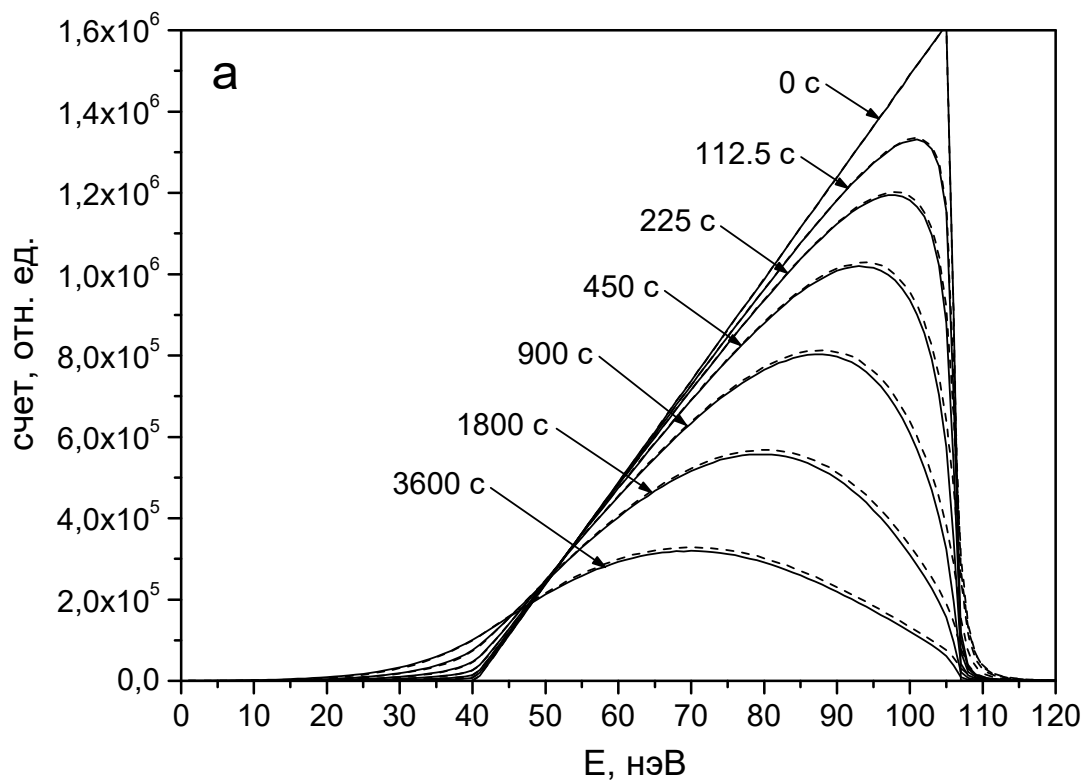


Рисунок 2.10. Спектр УХН в ловушке после различных интервалов времени удержания с учетом неупругого рассеяния. $x=1.27$ см – пунктирная линия, $x=55$ см – сплошная линия. а – без надбарьерных нейтронов, б – с надбарьерными нейтронами. Время жизни нейтрона принято бесконечным.

Это было интерпретировано в работе [16] таким образом, что процесс очистки от надбарьерных нейтронов закончился и полученное значение времени жизни нейтрона может считаться правильным. К сожалению, это не так из-за эффекта квазиупругого рассеяния. Спектры для данного случая представлены на Рисунке 2.10(б).

Разница между кривыми 1 и 3 – это суммарный эффект из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния. Эти эффекты не были приняты во внимание в работе [16]. В ней были применены 2 поправки: гравитационная (+0.6%) и поправка, связанная с разницей в начальных спектрах из-за разных размеров сосудов (+0.3%). В Таблице 2.1 показаны данные из работы [16], а также дополнительные поправки из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния.

Таблица 2.1. Значения τ_n полученные для разных интервалов удержания: τ_n – значения из работы [16], $\Delta\tau$ – поправка из работы [16], $\Delta\tau'$ – поправка из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния, $\tau'_n = \tau_n$ (с поправкой) + $\Delta\tau'$.

интервал удержания, с	τ_n , с (без поправки)	$\Delta\tau$, с	τ_n , с (с поправкой)	$\Delta\tau'$, с	τ'_n , с
112.5-225	893(10)	~ -2	891(10)		
225-450	885.0(4)	+3.5	888.5(4)		
450-900	881.2(2.5)	+8	889.2(2.5)	-7.84 (0.87)	881.36 (2.65)
900-1800	878.0(1.5)	+9	887.0(1.5)	-5.29 (0.70)	881.71 (1.65)
1800-3600	878.5(2.6)	+8.6	887.1(2.6)	-5.54 (0.87)	881.56 (2.74)
			$\tau_n = 887.6(1.1)$		$\tau'_n = 881.6(1.2)$

Для получения окончательного результата использованы данные для длинных времен удержания, так как они дают основной статистический вклад и не зависят от начальных условий (форма спектра, зеркальность подвижной стенки). Полученная суммарная поправка составляет -6.0 ± 1.6 с [27]. Она примерно компенсирует поправку работы [16]. Систематическая ошибка в работе [16] составляет 3 с, что покрывает в значительной степени отсутствие полной информации о деталях эксперимента. После введения новой поправки результат находится в согласии с результатом 878.5 ± 0.8 с работы [3,4].

2.3. Выводы

Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона МАМВО I [16] с результатом 887.6 ± 3.0 с. Разработана компьютерная модель эксперимента, в которую включен эффект квазиупругого рассеяния УХН на поверхности жидкого фомблина, который был открыт после проведения эксперимента. В результате моделирования получен суммарный эффект из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния. Получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -6.0 ± 1.6 с. После введения поправки результат эксперимента МАМВО I находится в согласии с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой 878.5 ± 0.8 с [3,4]. В дальнейшем результат эксперимента МАМВО I был изменен авторами с 887.6 ± 3.0 с на $882.5 \pm 1.4 \pm 1.5$ с [44].

Глава 3. Эксперимент с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов

Глава посвящена анализу эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов [6] с результатом $885.4 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 0.4_{\text{сист}}$ с. Данный эксперимент являлся наиболее точным до эксперимента с гравитационной ловушкой [3,4] с результатом 878.5 ± 0.8 с. Произведен поиск причин расхождения результатов экспериментов в 5.6 стандартных отклонения.

3.1. Схема и метод эксперимента

В эксперименте [3,4] экстраполяция от лучшего времени хранения к времени жизни нейтрона составила всего 5 с. В эксперименте [6] она составляет 100-120 с, при этом систематическая ошибка эксперимента составляет всего 0.4 с. Схема эксперимента представлена на Рисунке 3.1. Объем хранения (7), (8) состоит из двух коаксиальных горизонтальных цилиндров из алюминия толщиной 2 мм. Поверхности цилиндров покрыты тонким слоем жидкого фомблина. С целью сохранения покрытия стенки были предварительно покрыты слоем фомблин-гризи толщиной 0.2 мм.

Внутренний цилиндр (7) имеет диаметр 33 см и длину 90 см. Размеры наружного цилиндра (8) больше настолько, что зазор составляет 2.5 см. Затвор (6) соединяет внутренний цилиндр с (а) нейтроноводом от источника УХН и (б) детектором УХН. Затвор (13) соединяет внутренний цилиндр с зазором между цилиндрами.

Внутренний цилиндр имеет длинную щель (2а) вдоль поверхности цилиндра. Кромки щели погружены в жидкий фомблин (1а) на дне с уровнем (12) в процессе хранения УХН. Конструкция установки позволяет вращать

цилиндры вокруг горизонтальной оси без нарушения вакуума для поддержания фомблинового покрытия на стенках.

Объем хранения размещен внутри вакуумного кожуха (11). Объем хранения герметично изолирован от вакуумного объема. Вакуумный кожух состоит из двух коаксиальных цилиндров из нержавеющей стали. На наружной поверхности внутреннего цилиндра находится змеевик охлаждения (9). Система охлаждения позволяет стабилизировать температуру в диапазоне $+20^{\circ}\text{C} \div -26^{\circ}\text{C}$.

Установка окружена системой из 24 счетчиков тепловых нейтронов СНМ-57 (10), каждый из которых представляет собой трубку, заполненную ^3He с диаметром 3 см и длиной 100 см. Детектор УХН (3) является пропорциональным счетчиком, заполненным ^3He с алюминиевой мембраной толщиной 100 мкм на входе.

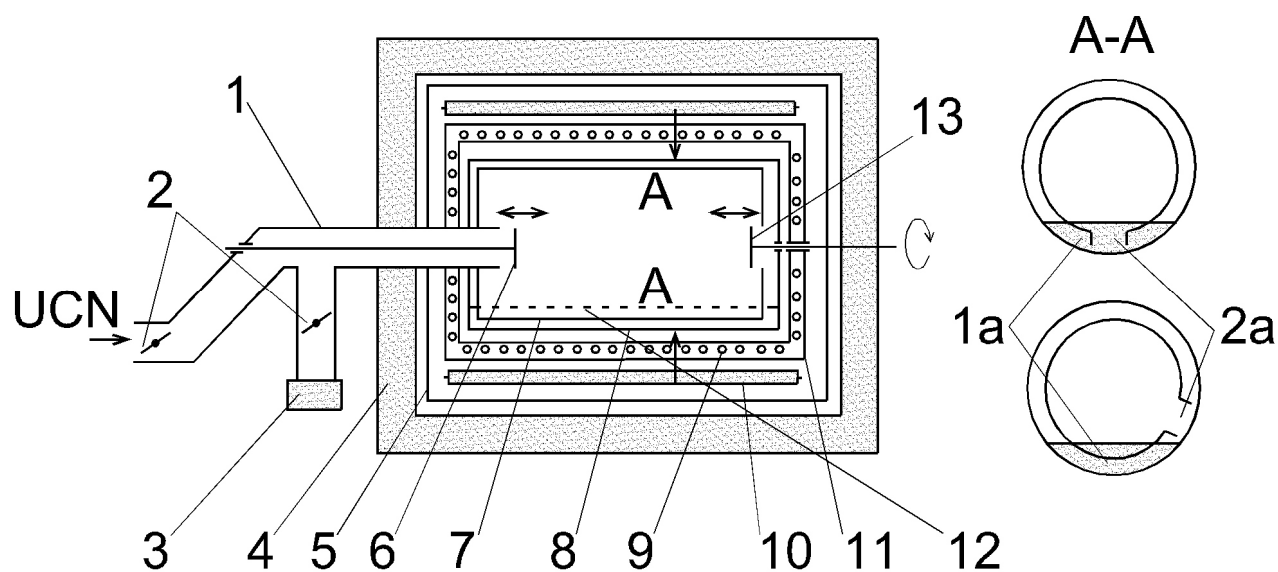


Рисунок 3.1. Схема экспериментальной установки: 1 - подводящий нейтроновод, 2 - заслонки УХН, 3 - детектор УХН, 4 - борированный полиэтилен, 5 - кадмиевый чехол, 6 - заслонка внутреннего сосуда, 7 - внутренний сосуд, 8 - внешний сосуд, 9 - змеевик охлаждения, 10 - счетчик тепловых нейтронов, 11 - вакуумный кожух, 12 - уровень масла, 13 - заслонка зазора, 1a - уровень масла, 2a - щель.

Вся установка была окружена кадмиевым чехлом толщиной 1 мм (5) и слоем борированного полиэтилена толщиной 16 см (4).

Конструкция установки позволяет хранить УХН либо во внутреннем цилиндре, либо в зазоре между цилиндрами, что позволяет менять вероятность потерь УХН в 5 раз без нарушения вакуума.

Процедура измерений состояла из следующих стадий.

1. Заполнение. Выбранный объем, внутренний или зазор, заполнялся в течение 200 с. При заполнении внутреннего объема затвор 13 был закрыт. При заполнении зазора затвор 13 был открыт и внутренний объем освобождался от УХН на следующей стадии.

2. Чистка. Захваченный нейтронный спектр удерживается в объеме хранения в течение времени t_{cl} (от 200 с до 1000 с). Эта процедура необходима, так как источник производит широкий спектр нейтронов. В течение этой стадии объем очищается от нейтронов с энергией, превышающей граничную энергию фомблина. При чистке внешнего объема затвор 6 и затвор к детектору УХН открыты для того, чтобы УХН вышли из внутреннего объема.

3. Регистрация. Происходит выпуск УХН из выбранного объема на детектор в течение 200 с. Регистрируется счет детектора в зависимости от времени $n_i(t)$, а также суммарный счет за все время вытекания N_i . При измерениях во внутреннем объеме открывались оба затвора, чтобы сделать условия вытекания эквивалентными для обоих вариантов объема хранения.

4. Повторяются заполнение и чистка выбранного объема. Благодаря стабильности источника УХН начальные условия практически не отличаются.

5. Хранение. После чистки УХН хранятся в выбранном объеме в течение времени T . Детектор тепловых нейтронов регистрирует неупруго рассеянные нейтроны. Детектор УХН регистрирует возможную утечку УХН через подзаслоночную щель.

6. Регистрация конечного количества УХН N_f и $n_f(t)$ в течение 200 с (та же процедура, что и пункте 3).

7. Измерение фона в течение 150 с.

Все перечисленные стадии эксперимента показаны на Рисунке 3.2.

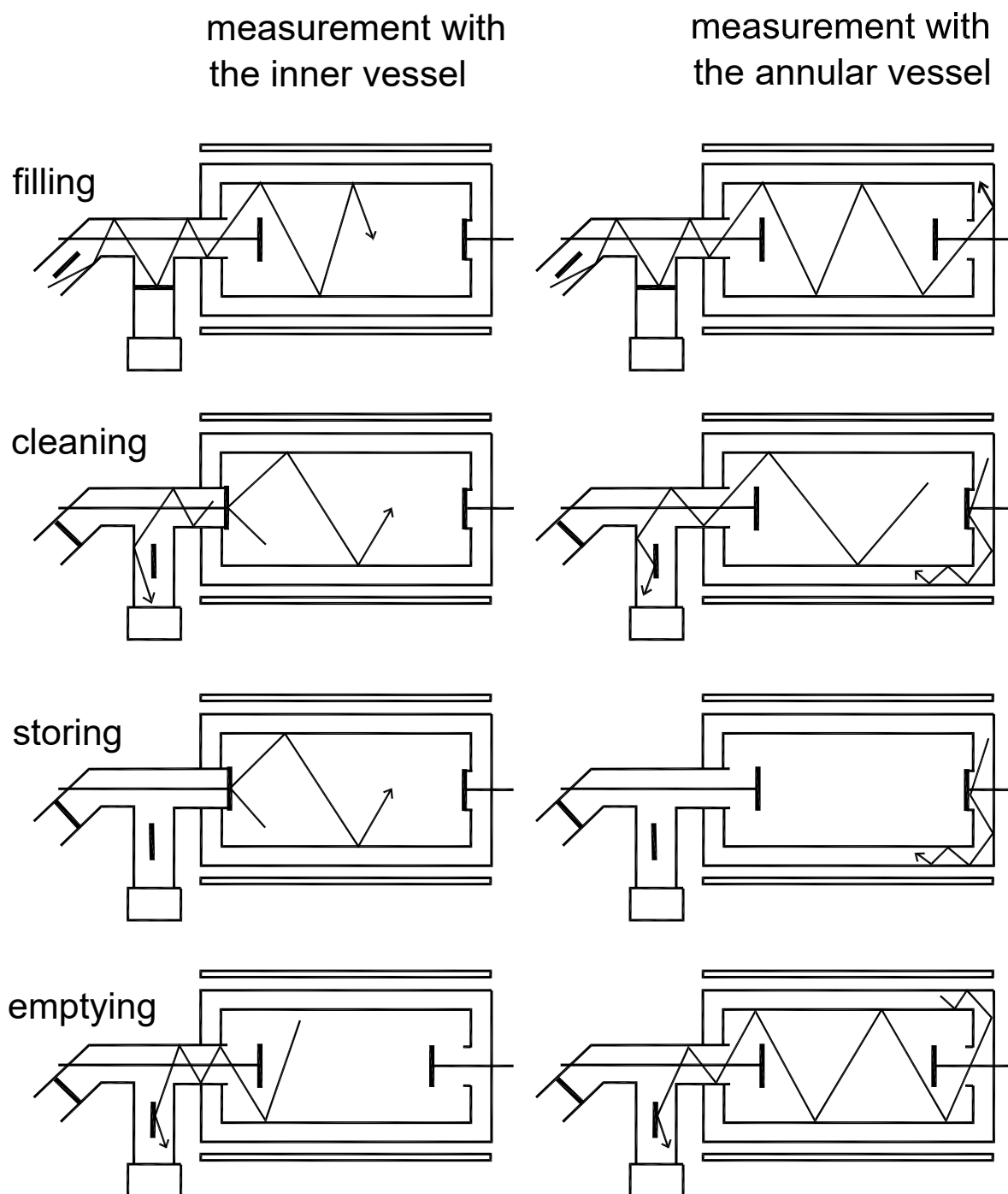


Рисунок 3.2. Стадии эксперимента.

Основная идея метода для моноэнергетического спектра УХН состоит в следующем. Число нейтронов в ловушке $N(t)$ меняется экспоненциально с течением времени: $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$. Величина λ является полной вероятностью исчезновения УХН за единицу времени из-за β -распада и потери при соударении со стенкой сосуда. В свою очередь потери на стенке являются суммой потерь из-за неупругого рассеяния λ_{ie} и захвата λ_{cap} :

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_{loss} = \lambda_n + \lambda_{ie} + \lambda_{cap} \quad (3.1)$$

Отношение $\lambda_{cap} / \lambda_{ie}$ равно отношению сечений захвата и неупругого рассеяния УХН на материале стенки $\sigma_{cap} / \sigma_{ie}$. Таким образом, величина

$$a = \lambda_{loss} / \lambda_{ie} = 1 + \lambda_{cap} / \lambda_{ie} = 1 + \sigma_{cap} / \sigma_{ie} \quad (3.2)$$

является константой для данного материала стенки и ее температуры. Во время хранения неупруго рассеянные нейтроны регистрируются детектором тепловых нейтронов окружающим установку с эффективностью ε_{th} . Соответствующий счет выражается формулой:

$$j = \varepsilon_{th} \lambda_{ie} N(t) \quad (3.3)$$

Полный счет детектора тепловых нейтронов за время T :

$$J = \varepsilon_{th} \lambda_{ie} (N_0 - N_T) / \lambda, \quad (3.4)$$

где N_0 и N_T - количество нейтронов в ловушке в начале и конце периода хранения T . УХН регистрируются детектором УХН с эффективностью ε , соответственно зарегистрированное количество УХН в начале и конце периода хранения будет $N_i = \varepsilon N_0$ и $N_f = \varepsilon N_T$. Тогда

$$\lambda_{ie} = \frac{J \lambda}{N_i - N_f} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{th}} \quad (3.5)$$

$$\lambda = \frac{1}{T} \ln(N_i / N_f) \quad (3.6)$$

Эксперимент проводится с двумя объемами хранения с разной величиной потерь на стенках. Тогда из уравнений (3.1) и (3.2) получаем:

$$\lambda_n = \frac{\xi \lambda^{(1)} - \lambda^{(2)}}{\xi - 1}, \quad (3.7)$$

где

$$\xi = \lambda_{ie}^{(2)} / \lambda_{ie}^{(1)} \quad (3.8)$$

Индексы относятся к двум измерениям с разными λ_{loss} . Время жизни нейтрона получается с использованием только напрямую измеренных величин J , N_i , N_f , а эффективности регистрации нейтронов сокращаются. Величина λ_{loss} может меняться за счет изменения частоты соударений, то есть за счет изменения отношения поверхности сосуда к его объему.

Описание метода для широкого спектра УХН и другие детали эксперимента могут быть найдены в [6].

3.2. Монте-Карло моделирование

Обработка данных эксперимента для экстраполяции ко времени жизни нейтрона производится в соответствии с формулами (3.7) и (3.8). Для удобства описания возможно графическое представление (Рисунок 3.3) в соответствии с формулами (3.1) и (3.2).

Из уравнений (3.1) и (3.2) следует:

$$\lambda = \lambda_n + a \lambda_{ie}. \quad (3.9)$$

Соответственно, для двух измерений с разной геометрией объемов:

$$\lambda^{(1)} = \lambda_n + a \lambda_{ie}^{(1)}, \quad (3.10)$$

$$\lambda^{(2)} = \lambda_n + a \lambda_{ie}^{(2)}. \quad (3.11)$$

Исключая a из системы уравнений:

$$\lambda_n = \frac{\lambda^{(1)}\lambda_{ie}^{(2)} - \lambda^{(2)}\lambda_{ie}^{(1)}}{\lambda_{ie}^{(2)} - \lambda_{ie}^{(1)}} = \frac{\xi\lambda^{(1)} - \lambda^{(2)}}{\xi - 1}, \quad (3.12)$$

где $\xi = \lambda_{ie}^{(2)} / \lambda_{ie}^{(1)}$, т.е. получено уравнение (7) из работы [6].

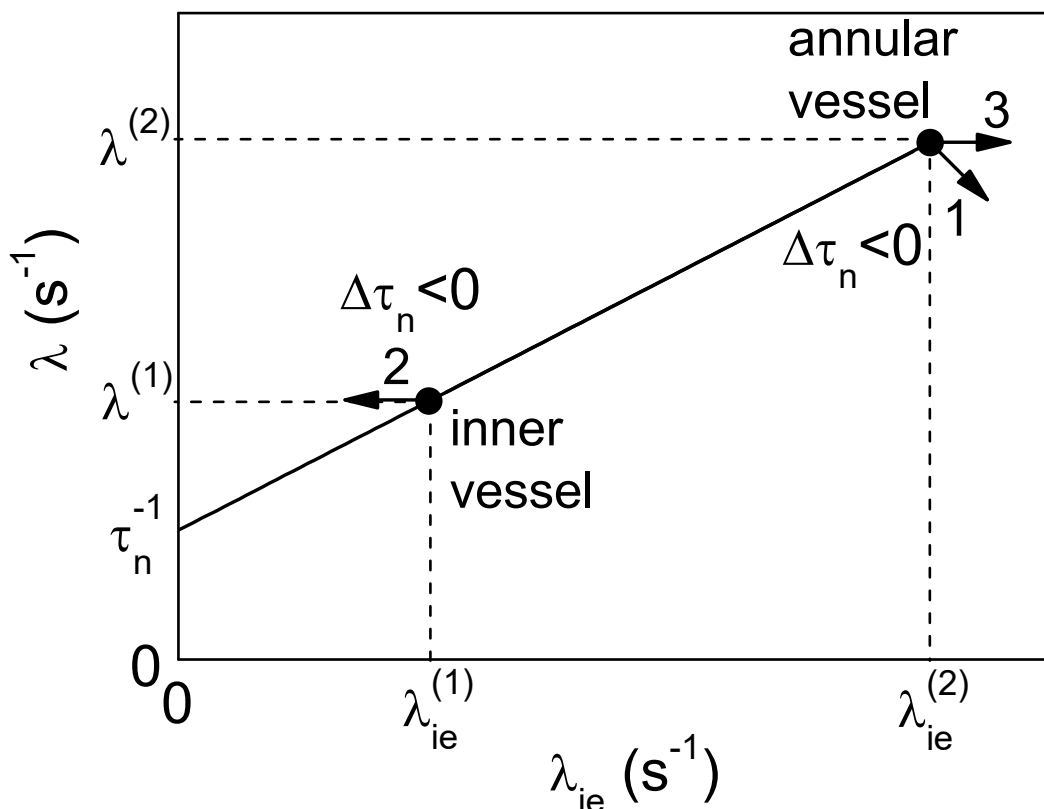


Рисунок 3.3. Диаграмма показывающая влияние различных эффектов на значение измеренного времени жизни нейтрона: 1 – эффект неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом, 2 – эффект нагрева нейтронов затворами, 3 – эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов.

Очевидно, что для отсутствия систематической ошибки необходима полная эквивалентность параметров λ и λ_{ie} для разных сосудов. Рассмотрим возможные отличия для λ и λ_{ie} из-за разной геометрии сосудов.

Монте-Карло моделирование эксперимента было проведено с использованием специально разработанной программы [71]. Геометрия установки и временные интервалы были выбраны такими же как в

эксперименте. В результате каждого расчета получаются величины N_i , N_f , J , $j(t)$ и $n(t)$. Далее производится обработка данных так же как в эксперименте. Во всех расчетах задано конкретное значение времени жизни нейтрона. Повторяя экспериментальную процедуру, мы получаем в результате экстраполяции расчетное значение времени жизни нейтрона. Затем его можно сравнить с заданной величиной и получить необходимую поправку.

Зеркальность стенок в расчете была выбрана такой, чтобы воспроизвести кривую вытекания в эксперименте, то есть временную зависимость счета детектора УХН в процессе регистрации. В итоге был выбран вариант с 50% зеркальных и 50% диффузных отражений от стенок для внутреннего и наружного объемов хранения. Это находится в соответствии с тем, что поверхности были покрыты слоем фомблин-гризи перед нанесением фомблина. Для нейтронпроводов был выбран вариант с 90% зеркальных и 10% диффузных отражений от стенок, что соответствует качеству поверхности с электрополировкой.

Монте-Карло моделирование было проведено для температуры -26°C , так как при ней было получена большая часть экспериментальных данных.

В моделировании были исследованы три эффекта: (1) неполное вытекание из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом; (2) нагрев нейтронов затворами; (3) разная эффективность детектора тепловых нейтронов для разных объемов хранения.

3.2.1. Эффект неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом

Из Рисунка 3.2 видно, что процесс вытекания УХН на детектор после удержания во внутреннем или внешнем объеме происходит по-разному.

Вытекание из внутреннего объема происходит сразу через нейтронную систему на детектор. Однако при вытекании из внешнего объема нейтроны сначала попадают во внутренний объем. При вытекании из внутреннего объема открываются оба затвора, чтобы сделать условия вытекания более эквивалентными при работе с обоими объемами. Систематический эффект может возникнуть если при работе с внешним объемом произойдет неполное вытекание нейтронов из внутреннего объема во время процесса чистки. Схема, иллюстрирующая этот эффект показана на Рисунке 3.4.

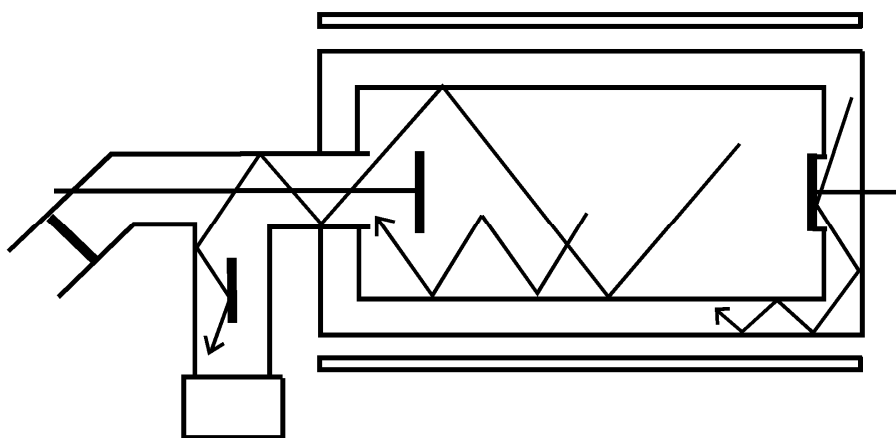


Рисунок 3.4. Эффект неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом.

Затвор δ и затвор детектора УХН открыты в течение времени t_{cl} когда измерения идут с внешним объемом. Во время удержания во внешнем объеме нейтроны должны покинуть внутренний объем. Если времени для этого будет недостаточно, то те нейтроны, которые не успели покинуть внутренний объем добавятся к нейтронам из внешнего объема при их регистрации. Это дает завышенное значение N_i и соответственно завышенное значение λ и заниженное значение λ_{ic} для внешнего объема:

$$\lambda_{ic} = \frac{J\lambda}{(N_i + \Delta N_i) - N_f} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{th}}, \quad (3.13)$$

$$\lambda = \frac{1}{T} \ln((N_i + \Delta N_i) / N_f), \quad (3.14)$$

где ΔN_i – число УХН во внутреннем объеме после чистки внешнего объема. Стрелка (1) на Рисунке 3.3 показывает положение точки для внешнего объема после поправки. Это дает отрицательную поправку для измеренного значения времени жизни нейтрона. Значения t_{cl} в моделировании взяты из таблицы 1 [6]. Результаты экстраполяции ко времени жизни нейтрона показаны на Рисунке 3.5 для различных t_{cl} и разных значений длины нейтронного канала перед детектором УХН. По результатам моделирования можно сделать вывод о том, что данный эффект не дает систематической ошибки, хотя неопределенность оценки данного эффекта находится на уровне 1 с.

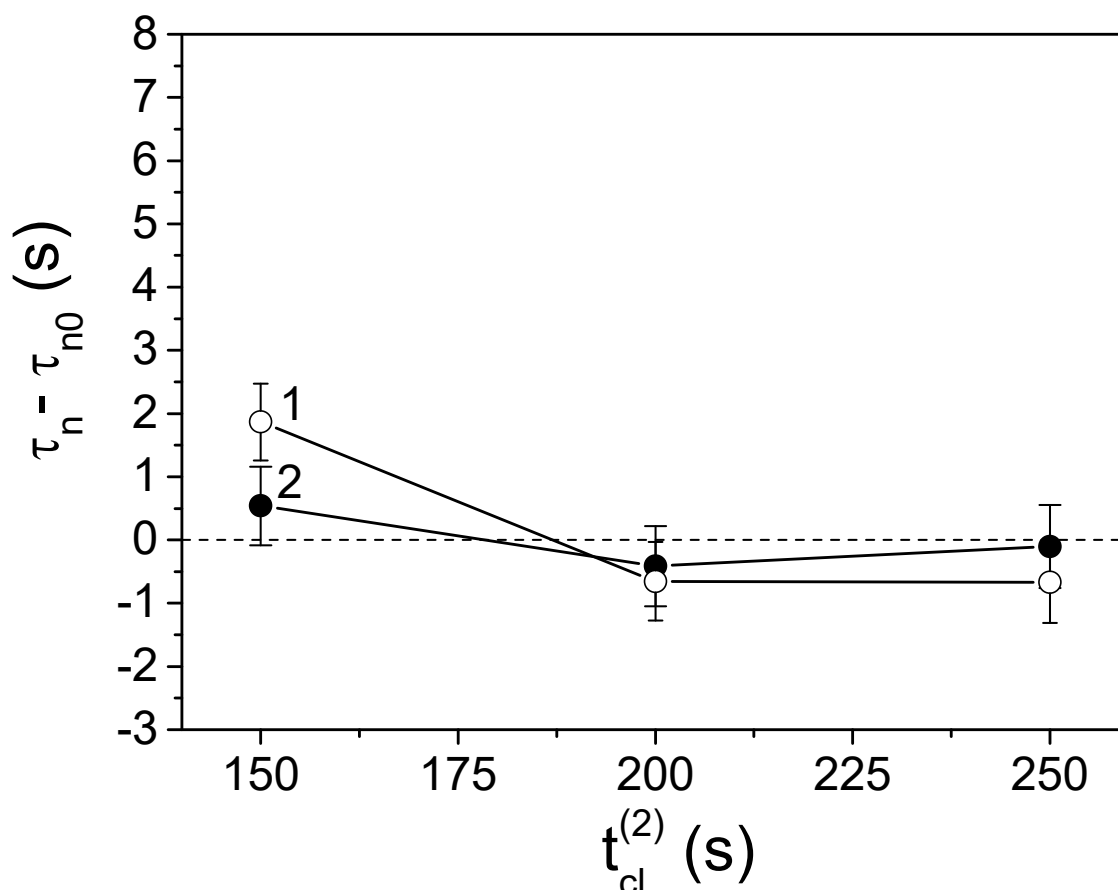


Рисунок 3.5. Поправка из-за эффекта неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом: расчет для длины нейтронного канала перед детектором УХН 0.8 м (кривая 1) и 1 м (кривая 2).

3.2.2. Эффект нагрева нейтронов затворами

Следующая неэквивалентность измерений для разных объемов наблюдается при регистрации. Для выпуска УХН на детектор открываются затворы 6 и 13. При движении затворов в объеме с УХН происходит либо нагрев, либо охлаждение нейтронного спектра в зависимости от направления движения затвора. В случае работы с внутренним объемом затворы двигаются в объем с УХН. При этом происходит в основном нагрев нейтронов. При работе с внешним объемом в основном происходит охлаждение нейтронов, так как затвор двигается от объема с УХН. Эффект нагрева виден в эксперименте. Пики нагретых нейтронов видны на графике счета детектора тепловых нейтронов (Рисунок 3.6) [72,73].

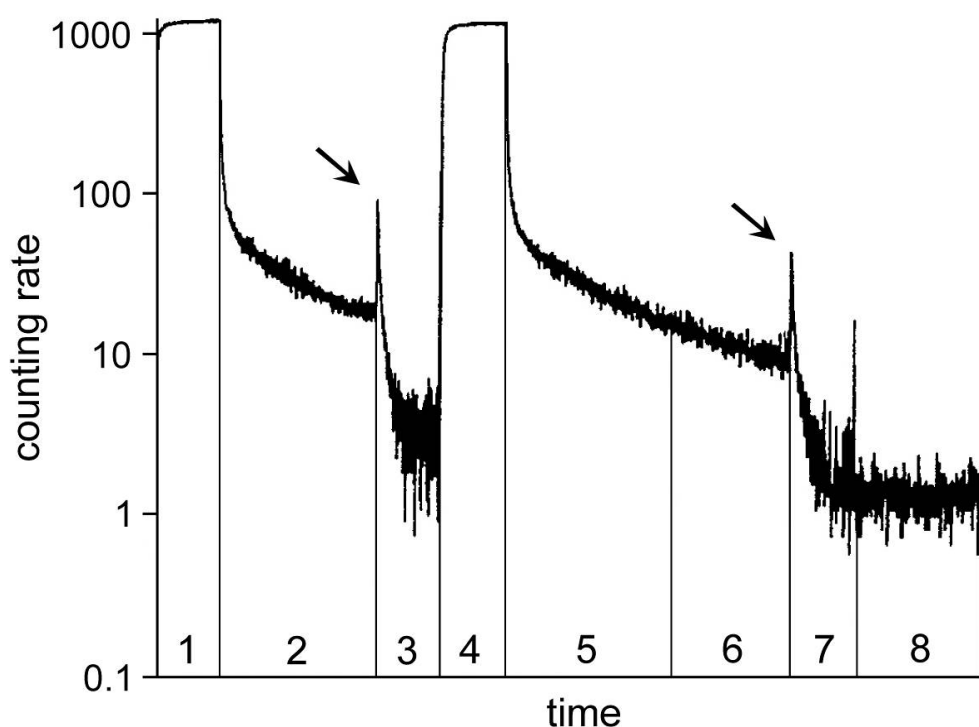


Рисунок 3.6. Эффект нагрева нейтронов затворами. Стадии эксперимента: 1 – заполнение, 2 – чистка, 3 – регистрация, 4 – заполнение, 5 – чистка, 6 – хранение, 7 – регистрация, 8 – измерение фона.

К сожалению этот эффект нигде не обсуждался. Эти пики связаны с нагревом УХН и присутствуют только в случае работы с внутренним объемом. Схема, иллюстрирующая этот эффект показана на Рисунке 3.7.

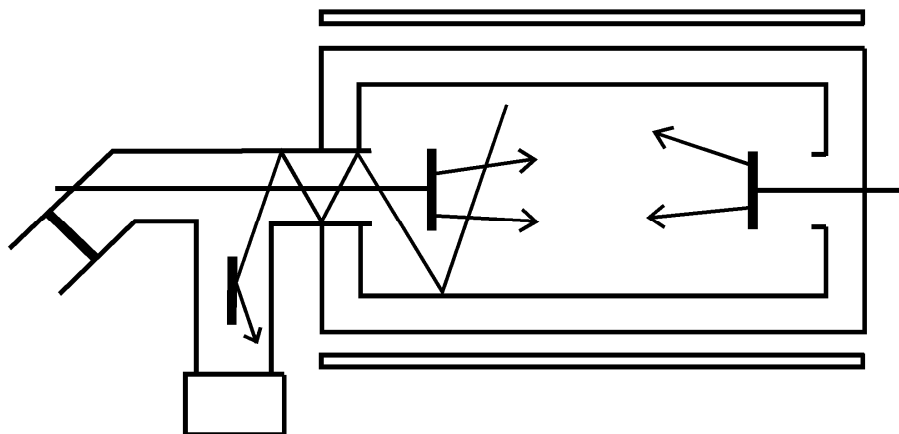


Рисунок 3.7. Эффект нагрева нейтронов затворами.

Во время проведения измерений с внутренним объемом затворы 6 и 13 нагревают нейтроны в ловушке после удержания. Часть УХН при этом теряется. Это дает завышенную величину $(N_i - N_f)$ и соответственно завышенную величину λ_{ie} для внутреннего объема:

$$\lambda_{ie} = \frac{J\lambda}{(N_i - N_f)(1 - \delta)} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{th}}, \quad (3.15)$$

$$\lambda = \frac{1}{T} \ln \frac{N_i(1 - \delta)}{N_f(1 - \delta)}, \quad (3.16)$$

где δ - часть нейтронов нагретых затворами. Расчеты были проведены для скоростей затвора (v_{sh}) от 1 до 2 м/с; хода затвора (l_{sh}) 5, 10 и 15 см. Стрелка (2) на Рисунке 3.3 показывает направление изменения положения точки для внутреннего объема после поправки. Эффект дает отрицательную поправку для измеренного значения времени жизни нейтрона. Результаты моделирования показаны на Рисунке 3.8. Эффект нагрева УХН затворами дает поправку -2.9 с для скорости затворов 1 м/с и хода затворов 10 см. Оценка неопределенности

этого эффекта составляет 2 с из-за отсутствия детальных данных о затворах. Таким образом, поправка составляет -2.9 ± 2 с.

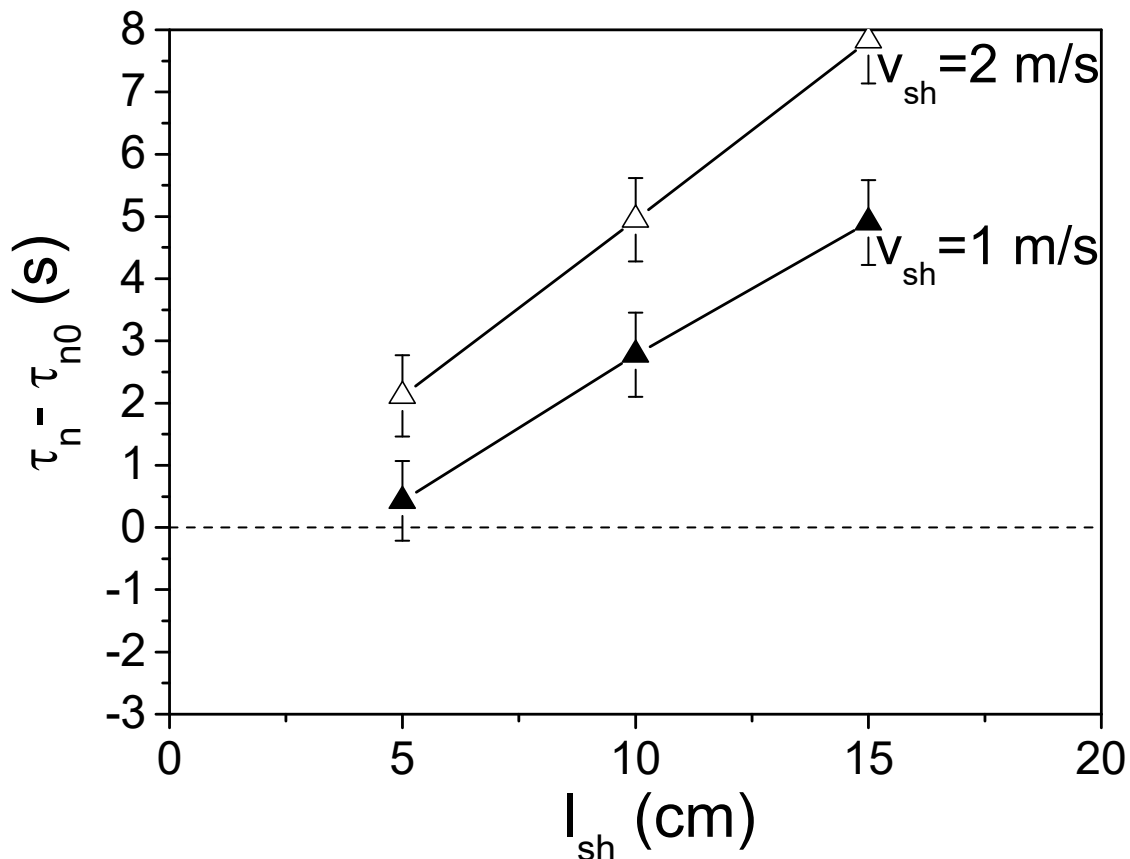


Рисунок 3.8. Поправка из-за эффекта нагрева УХН затворами.

3.2.3. Эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов

Этот эффект появляется из-за того, что детектор тепловых нейтронов на покрывает всю внешнюю поверхность установки. Он не установлен на торцах. По этой причине нейтроны неупруго рассеянные на торцах регистрируются с геометрической эффективностью около 50%. Во время измерений с внутренним объемом имеется две торцевых поверхности (слева и справа). Во время измерений с внешним объемом имеется четыре торцевых поверхности (2 слева

и 2 справа). К тому же внешний объем длиннее внутреннего объема, и его торцевые поверхности сильнее выступают в стороны. К сожалению, в работе [6] этот эффект недооценен (+0.6 с) и ошибочно взят с неправильным знаком. Схема, иллюстрирующая этот эффект показана на Рисунке 3.9.

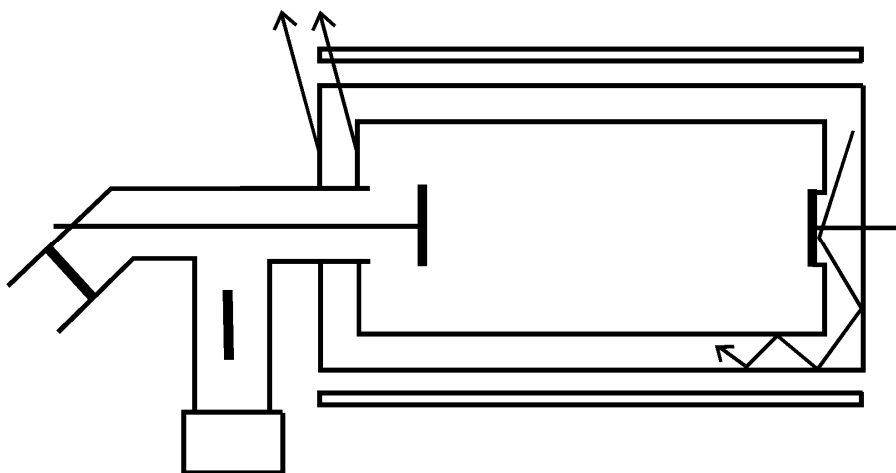


Рисунок 3.9. Эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов.

Эффективность детектора тепловых нейтронов меньше для внешнего объема из-за 4 торцевых поверхностей. Этот эффект занижает значение J и соответственно занижает значение λ_{ie} для внешнего объема:

$$\lambda_{ie} = \frac{(J - \Delta J) \lambda \varepsilon}{(N_i - N_f) \varepsilon_{th}}, \quad (3.17)$$

где ΔJ – количество незарегистрированных тепловых нейтронов при измерениях с внешним объемом. В моделировании значения сечений захвата и рассеяния нейтронов на материалах установки были взяты из справочника [74]. Расчет был проведен для длин детектора тепловых нейтронов (L_{th}) 90, 100 и 110 см. Стрелка (3) на Рисунке 3.3 показывает направление изменения положения точки для внешнего объема после поправки. Эффект дает

отрицательную поправку для измеренного значения времени жизни нейтрона. Результаты моделирования представлены на Рисунке 3.10.

Геометрически длина детектора составляет 100 см, однако его рабочая область по всей видимости не превышает 90 см из-за краевых эффектов. Соответственно, выбран результат моделирования для рабочей длины детектора 90 см и с учетом захвата и рассеяния в материалах установки. Таким образом, эффект из-за разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов составляет -2.1 ± 1 с.

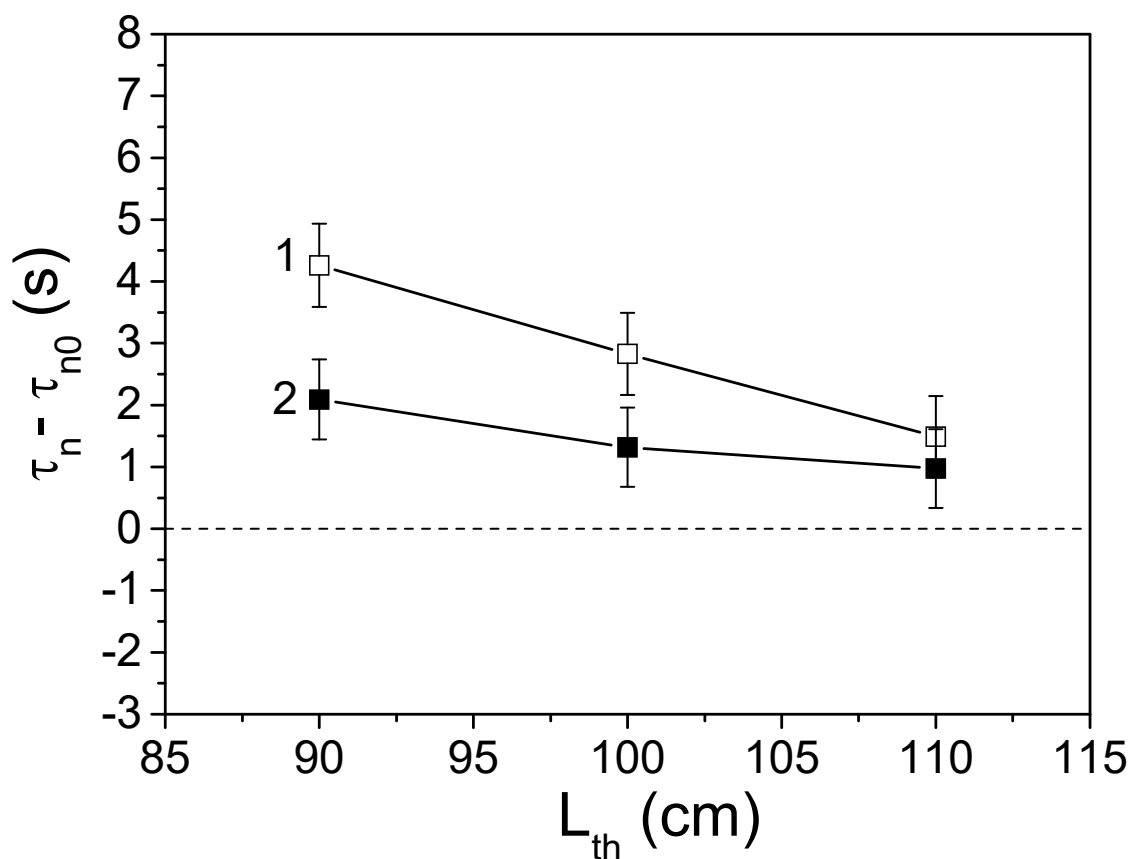


Рисунок 3.10. Поправка из-за эффекта разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных сосудов: расчет без учета захвата и рассеяния в материалах (кривая 1) и с учетом (кривая 2).

3.2.4. Суммарная поправка

Из Рисунка 3.3 видно, что каждый рассмотренный эффект дает отрицательную поправку для измеренного значения времени жизни нейтрона. Полученные поправки представлены в Таблице 3.1. Полученная суммарная поправка составляет -5.5 ± 2.4 с [28].

В результате введения Монте-Карло поправки результат работы [6] по измерению времени жизни нейтрона будет $879.9 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 2.4_{\text{сист}}$ с. Таким образом, после введения новой поправки результат находится в согласии с результатом 878.5 ± 0.8 с работы [3,4].

Таблица 3.1. Монте-Карло поправки к измеренному времени жизни нейтрона в работе [6].

	поправка, с	неопределенность, с
эффект неполного вытекания из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом	0	1
эффект нагрева нейтронов затворами	-2.8	2
эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов	-2.1	1
эффект разной эффективности детектора тепловых нейтронов для разных объемов (поправка в эксперименте +0.6 с)	-0.6	
сумма	-5.5	2.4

3.3. Выводы

Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов [6] с результатом $885.4 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 0.4_{\text{сист}}$ с. Разработана компьютерная модель эксперимента. В моделировании были исследованы три эффекта: (1) неполное вытекание из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом; (2) нагрев нейтронов затворами; (3) разная эффективность детектора тепловых нейтронов для разных объемов хранения. В результате получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -5.5 ± 2.4 с. После введения поправки результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов находится в согласии с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой 878.5 ± 0.8 с [3,4]. В дальнейшем результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов был изменен авторами с $885.4 \pm 0.9 \pm 0.4$ с на $881.6 \pm 0.8 \pm 1.9$ с [45].

Глава 4. Источники УХН на основе сверхтекучего гелия

В главе говорится о создаваемых на реакторах ВВР-М и ПИК источниках УХН на основе сверхтекучего гелия. Эта задача является крайне важной, так как в настоящее время точность существующих экспериментов с УХН ограничена статистикой.

4.1. История развития источников УХН

Первый эксперимент по выводу ультрахолодных нейтронов из реактора был осуществлен в 1968 г. в ОИЯИ (Дубна) Ф.Л. Шапиро с сотрудниками [75]. За рубежом годом позже ультрахолодные нейтроны были выделены из нейтронного спектра с целью исследования рассеяния нейтронов низких энергий (А. Штейрл, Мюнхен, 1969 г.) [76].

В течение 70-80-х годов экспериментальные методы использования ультрахолодных нейтронов интенсивно развивались. В этот процесс были вовлечены многие институты в нашей стране и за рубежом. Экспериментально полученная плотность УХН была увеличена на 8 порядков величины по сравнению с первым экспериментом в Дубне и достигла $10\div 40 \text{ см}^{-3}$. Очень эффективный метод получения УХН – это термализация нейтронов в среде с низкой температурой, благодаря чему доля ультрахолодных нейтронов в спектре может быть увеличена в десятки и сотни раз.

Значительный вклад в развитие источников УХН принадлежит ПИЯФ [77]. Первый охлаждаемый источник УХН в ПИЯФ был сооружён в 1974 году на основе бериллиевого конвертора. Источник располагался в сыинцовой полости в центре активной зоны реактора. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 10 раз при температуре в источнике 30 К. В 1980 году в

бериллиевом отражателе реактора был установлен жидководородный источник УХН [78]. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 25 раз. В 1986 году был установлен жидководородный источник в центре активной зоны реактора [79], который, кроме УХН, позволял получать наиболее интенсивный пучок поляризованных холодных нейтронов. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 50 раз и была получена плотность УХН 8 см^{-3} при температуре в источнике 18-20 К.

В 1986 году на высокопоточном реакторе ИЛЛ был установлен жидкодейтериевый источник УХН [80]. Ультрахолодные нейтроны были получены от источника холодных нейтронов с помощью замедления нейтронов со скоростью 50 м/с до скорости 5 м/с на турбине, где за счет отражения нейтрона от убегающей лопатки происходит процесс дополнительного «охлаждения» нейтронов. Плотность УХН по отношению к источнику в ПИЯФ была превышена в 5 раз и составила 40 см^{-3} .

В 1995 году в тепловой колонне реактора ВВР-М был установлен твердодейтериевый источник УХН объёмом 6 л, охлаждаемый до температуры 4.5 К [81]. Экспериментально полученный фактор выигрыша в потоке УХН по отношению к комнатной температуре составил 1230 раз. Было выяснено, что большую роль в выходе УХН из твердого дейтерия играет орто-пара состояние молекул вещества и однородность плотности твердого дейтерия. Более детальные исследования этих вопросов были проведены методом пропускания очень холодных нейтронов через твердый дейтерий [82]. Компромисс между высоким уровнем тепловыделения и низкой температурой источника может быть найден с помощью импульсного режима со спалайшен нейтронным источником на протонном пучке [83]. Этот метод был реализован в Лос Аламоской Национальной Лаборатории в 2001 году и была получена плотность 100 см^{-3} [84]. Более масштабный проект разработан в PSI при активном участии ПИЯФ [85].

На Рисунке 4.1 показана история развития источников УХН и планируемые источники УХН. В настоящее время ультрахолодные нейтроны успешно используются для фундаментальных исследований: для поиска электрического дипольного момента нейтрона, для измерения времени жизни нейтрона, для измерения асимметрий распада нейтрона и т.д. Точность этих экспериментов ограничена статистикой, поэтому имеется достаточно высокая активность в разработке новых высокоинтенсивных источников УХН [86-91].

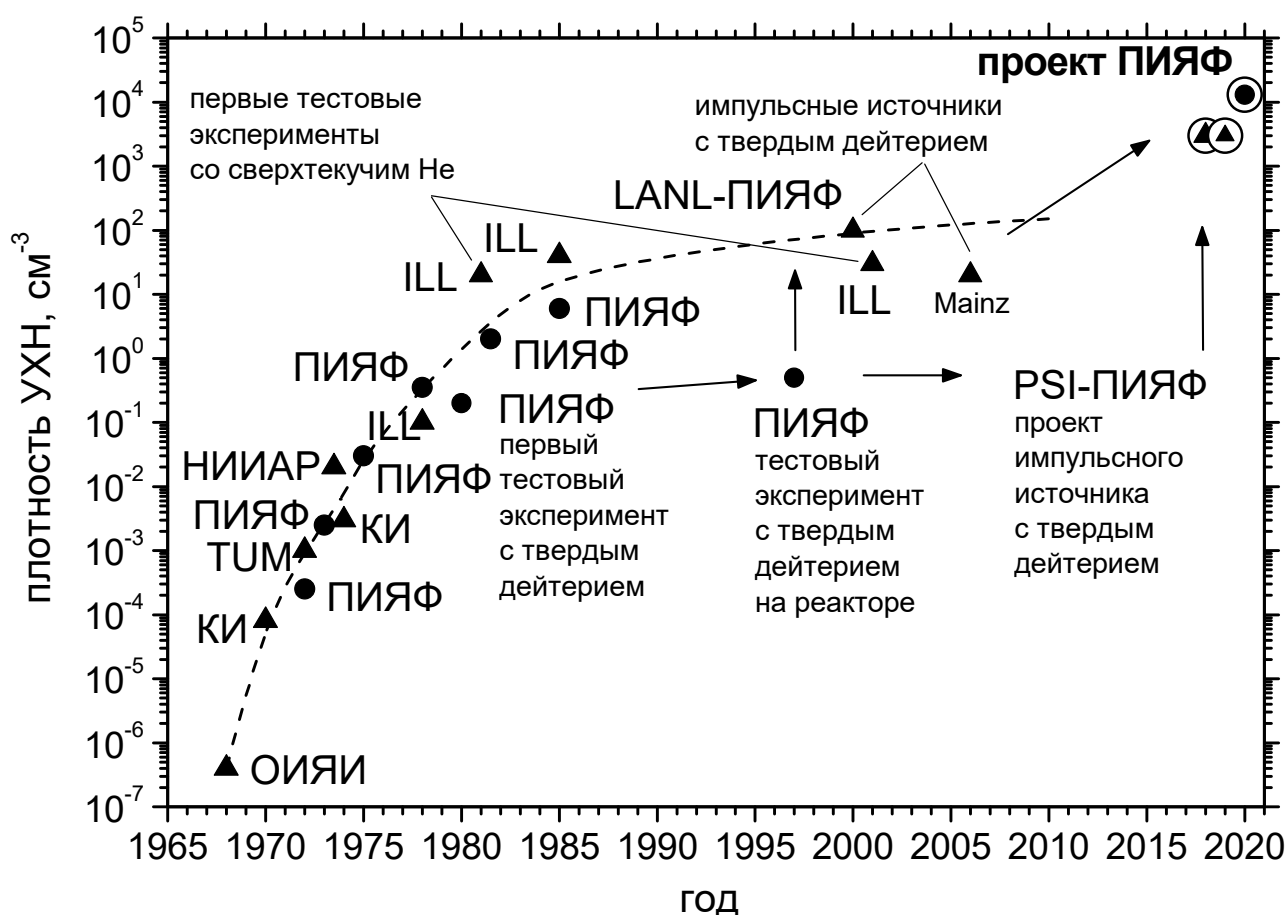


Рисунок 4.1. Прогресс в развитии источников УХН. Последняя точка этой диаграммы относится к проектным параметрам нового источника на реакторе ВВР-М на основе сверхтекучего гелия, где указана возможная плотность УХН в ловушке ЭДМ спектрометра. Другими кружками с треугольниками внутри отмечены: проект на основе твердого дейтерия в Швейцарии в PSI и проект в ИЛЛ на основе сверхтекучего гелия и магнитной ловушки УХН.

4.2. Источник УХН на реакторе ВВР-М

Проект нового источника холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М (Рисунок 4.2) основан на использовании сверхтекучего гелия в качестве конвертера холодных нейтронов в ультрахолодные [92–102].

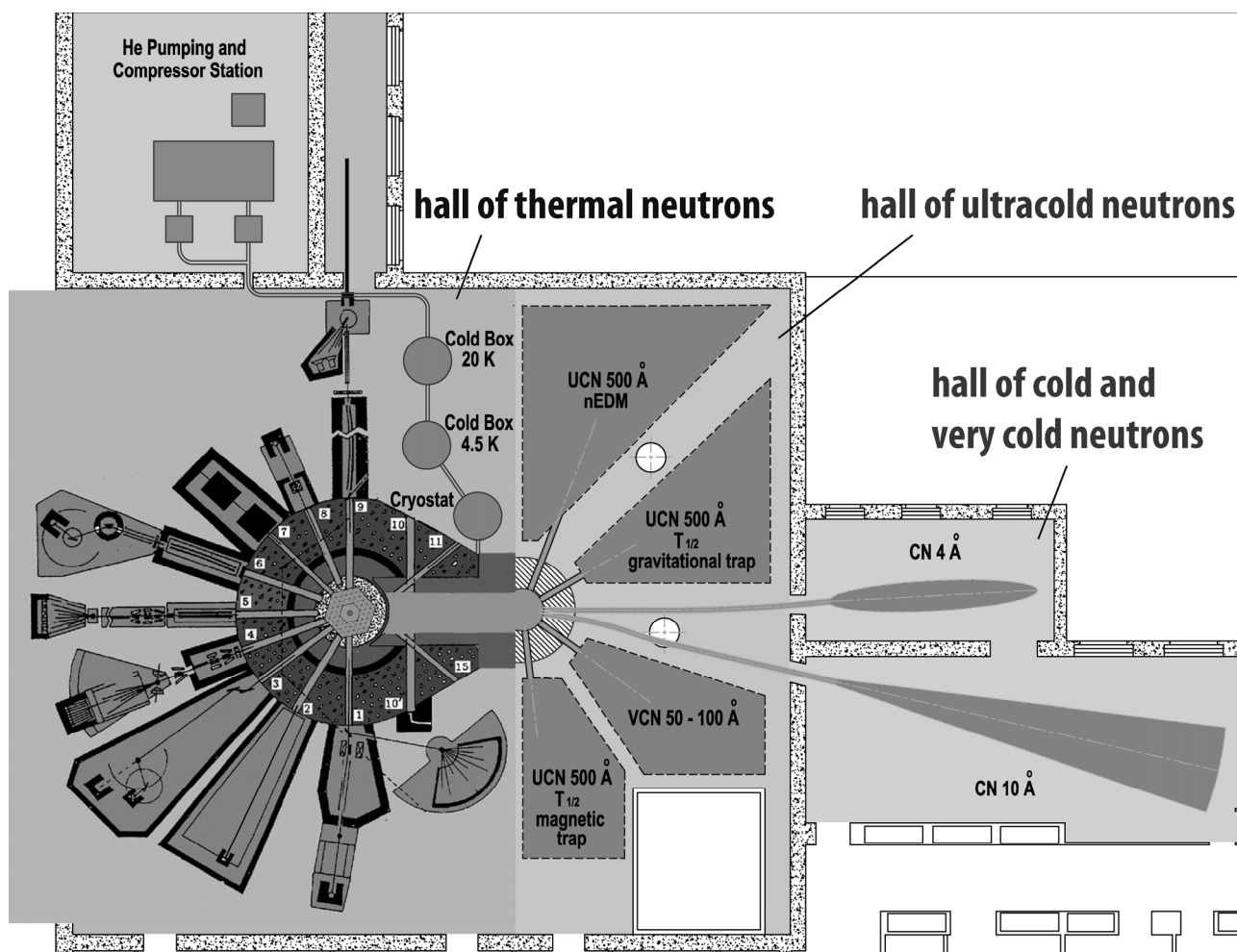


Рисунок 4.2. Экспериментальные залы реактора ВВР-М. Схема размещения источника холодных и ультрахолодных нейтронов, комплекса экспериментальных установок в главном зале реактора и комплекса экспериментальных установок в нейтроноводных залах.

Сверхтекучий гелий обладает очень хорошей прозрачностью для нейтронов низких энергий [103]. Кривая Ландау, связывающая энергию и

импульс возбуждений в сверхтекучем гелии пересекается с кривой $E = p^2 / 2m$ для нейтрона в одной точке. Эта точка соответствует энергии возбуждения (в единицах температуры) 12 К. Это означает, что УХН может «поглотить» только фонон с энергией 12 К. Таких фононов при температуре сверхтекучего гелия 1 К практически нет, так как больцмановский фактор – это экспонента в степени минус 12. Этим и объясняется исключительная прозрачность сверхтекучего гелия для УХН. Действительно, УХН могут «жить» в сверхтекучем гелии до поглощения фонона десятки и сотни секунд.

Ультрахолодные нейтроны «рождаются» в гелии из холодных нейтронов с длиной волны 9 Å или энергией 12 К, которая как раз равна энергии фонона, т.е. холодный нейтрон возбуждает фонон и сам практически останавливается, становясь ультрахолодным. Принцип работы источника УХН представлен на Рисунке 4.3. Холодные нейтроны проникают через стенку ловушки, а ультрахолодные отражаются, поэтому возможен эффект накопления УХН до плотности определяемой временем хранения в ловушке с гелием [104]. Метод получения ультрахолодных нейтронов, используя сверхтекучий гелий, является очень перспективным. В настоящее время проведен ряд успешных экспериментов в Японии и Франции [105,106] на пучках холодных нейтронов. В данный момент создается ряд источников УХН со сверхтекучим гелием [107,108].

На реакторе ВВР-М имеются весьма подходящие условия для решения задачи компромисса между уровнем тепловыделения и нейтронным потоком. Это наличие тепловой колонны реактора, которая представляет собой канал большого диаметра (1 м), примыкающий к активной зоне реактора. Такой диаметр канала позволяет расположить мощную свинцовую защиту от γ -излучения активной зоны реактора, графитовый замедлитель и жидкодейтериевый предзамедлитель при температуре 20 К, чтобы получать холодные нейтроны, и наконец, собственно источник УХН на основе

сверхтекучего гелия при температуре 1.2 К. На Рисунке 4.4 представлена схема размещения источника вблизи активной зоны реактора, где приведены результаты расчетов нейтронных потоков и энерговыделений в материалах источника.

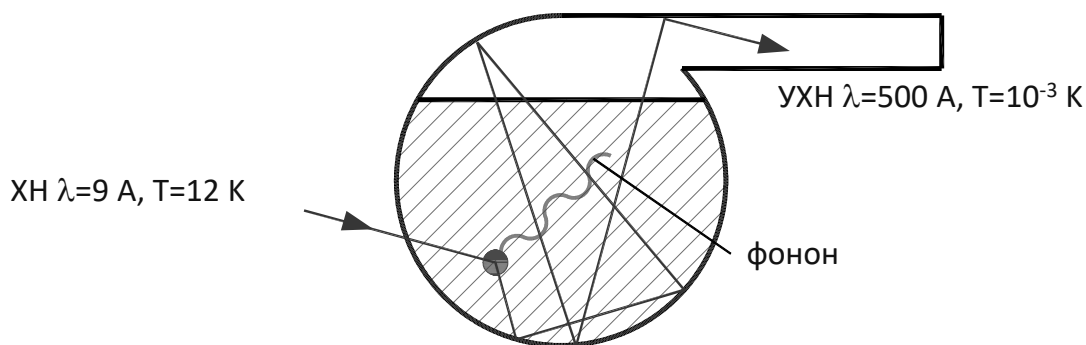


Рисунок 4.3. Схема рождения УХН в сверхтекучем гелии и вывода к экспериментальной установке.

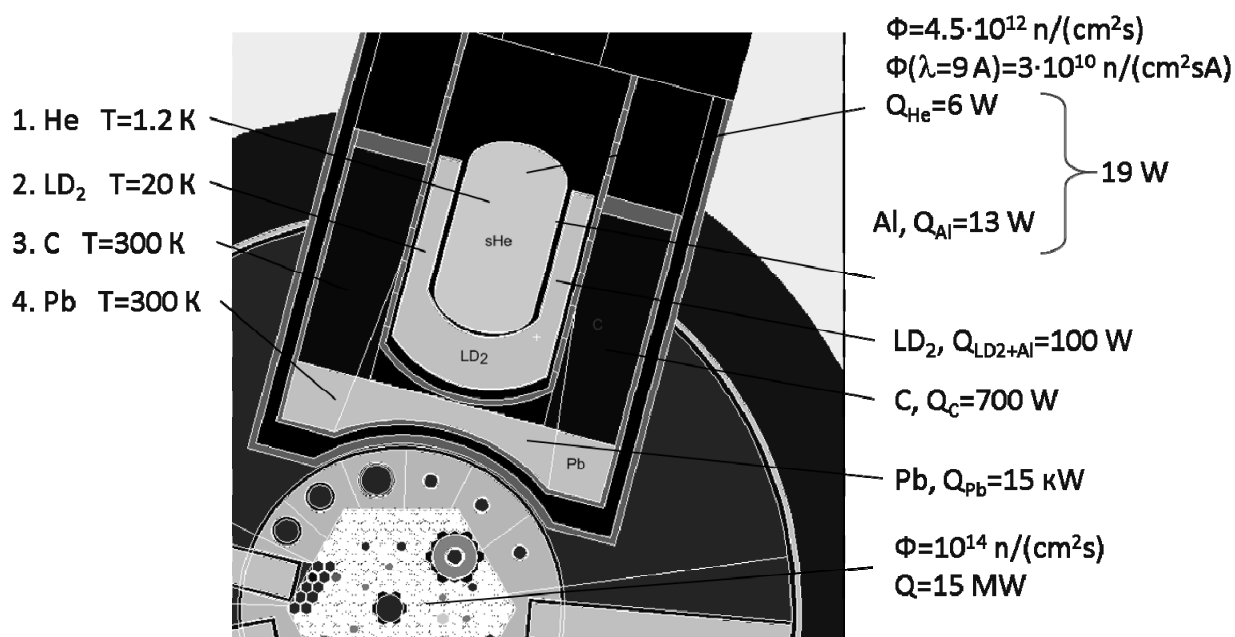


Рисунок 4.4. Схема размещения источника ультрахолодных нейтронов вблизи активной зоны реактора ВВР-М. 1 – конвертер холодных нейтронов в ультрахолодные нейтроны из сверхтекучего гелия при температуре 1.2 К, 2 – жидкодейтериевый предзамедлитель при температуре 20 К для получения холодных нейтронов, 3 – графитовый замедлитель при комнатной температуре, 4 – свинцовая защита.

В источнике планируется производить вывод ультрахолодных нейтронов в две ловушки. Вывод УХН в основную ловушку происходит из камеры источника по горизонтальному нейтроноводу. Дополнительная ловушка будет располагаться на платформе. В нее будут попадать нейтроны, которые прошли через стенку камеры источника и были охлаждены за счет гравитационного торможения при подъёме наверх.

С помощью метода Монте-Карло произведено моделирование выхода ультрахолодных нейтронов в источнике. Моделирование произведено с использованием программы [109], разработанной для нейтронных расчетов с учетом гравитации. В процессе моделирования варьировались различные параметры с целью оптимизации выхода УХН.

4.2.1. Моделирование плотности УХН в основной ловушке

Сравнивается выход ультрахолодных нейтронов для двух вариантов низкотемпературной части источника УХН. Расчетная схема обоих вариантов представлена на Рисунке 4.5. Камера источника (1) имеет диаметр 30 см и объем 35 л. Камера соединяется с ловушкой УХН (3) при помощи нейтроновода (2). Камера, нейтроноводы и ловушка УХН имеют внутри напыление $^{58}\text{NiMo}$ с граничной скоростью 7.8 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. При отражении нейтронов от стенок нейтроноводов 0.7 % отражений являются диффузными, а при отражении от стенок камеры источника и ловушки УХН – 90 %. Скорость производства УХН в He II, содержащемся в камере источника, составляет $(3.6-5) \cdot 10^3 \text{ n}/(\text{см}^3\text{с})$. Однако в дальнейшем мы будем исходить из консервативной оценки для скорости производства $\sim 3 \cdot 10^3 \text{ n}/(\text{см}^3\text{с})$, так как по техническим причинам предполагаются потери нейтронов на зазорах между элементами системы.

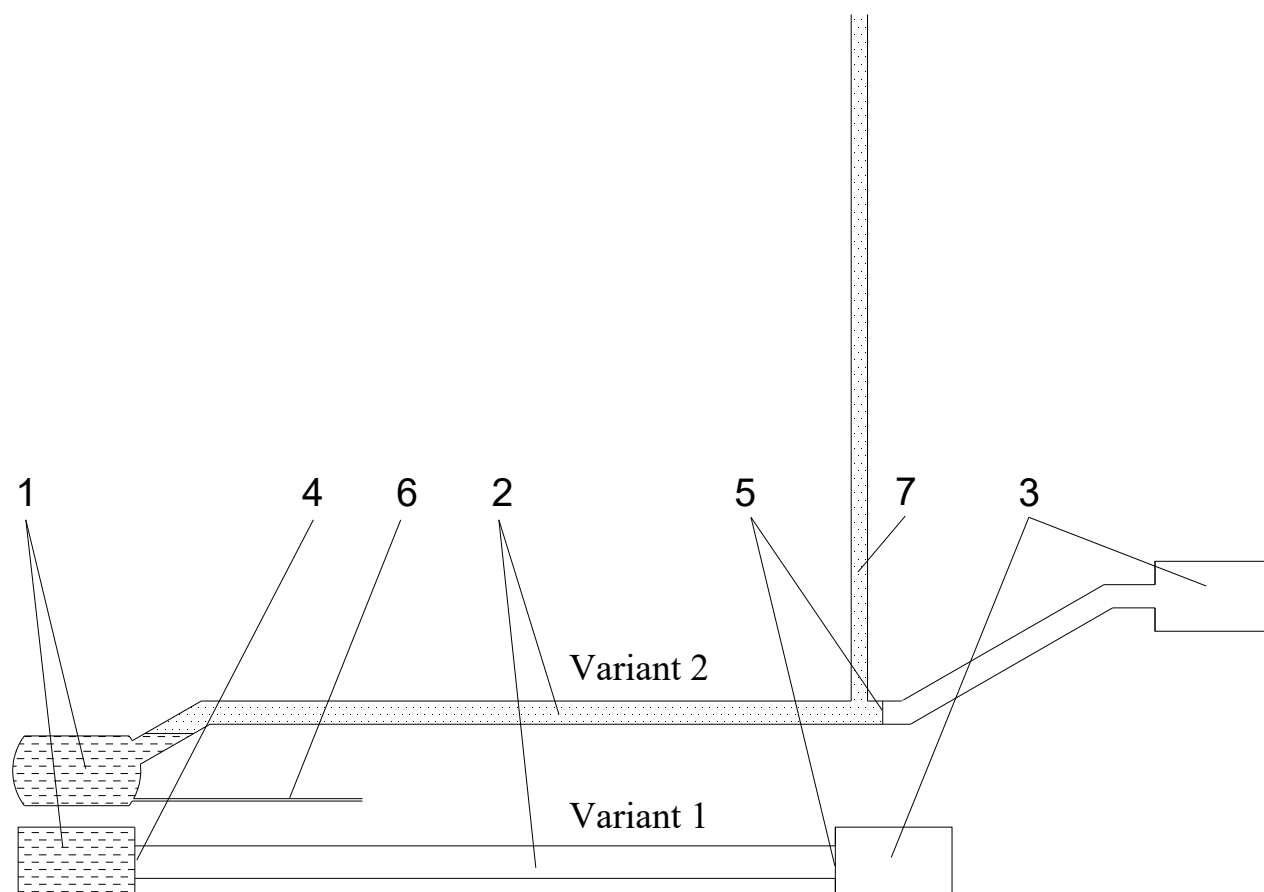


Рисунок 4.5. Расчетная схема Варианта 1 и Варианта 2 источника УХН: 1 – камера источника, 2 – нейтроновод, 3 – ловушка УХН, 4 – мембрана на выходе из камеры источника, 5 – мембрана перед входом в ловушку УХН, 6 – труба заливки камеры, 7 – трубопровод вакуумной откачки камеры (гравитационный затвор УХН).

В результате моделирования получена плотность УХН для ловушек объемом 35 и 350 л. Выбранные размеры ловушек характерны для экспериментов по измерению электрического дипольного момента нейтрона (35 л) и времени жизни нейтрона (350 л).

На Рисунке 4.6 показана плотность УХН в зависимости от температуры He II в камере источника. Вдоль оси абсцисс дополнительно отложены значения времени хранения нейтронов в He II при данной температуре. Для

сравнения на Рисунке 4.6 также показана плотность УХН в закрытой камере источника. Как видно из графика, эта плотность падает с ростом температуры, так как падает время хранения нейтронов. Для Варианта 1 расчет выполнен при диаметре нейтроновода 140 мм и длине 3 м. На выходе из камеры источника и перед входом в ловушку установлены разделительные мембраны из Al толщиной 100 мкм с граничной скоростью 3.2 м/с. Утечка УХН в трубопроводы не учитывалась. Для Варианта 2 расчет выполнен при диаметре нейтроновода 100 мм, диаметре трубопровода вакуумной откачки 70 мм, диаметре трубы заливки камеры 10 мм. Углы поворота нейтроновода составили 30°. Установлена одна алюминиевая мембрана перед поворотом, ведущим к ловушке УХН. Время хранения УХН в парах гелия принято равным 54 с.

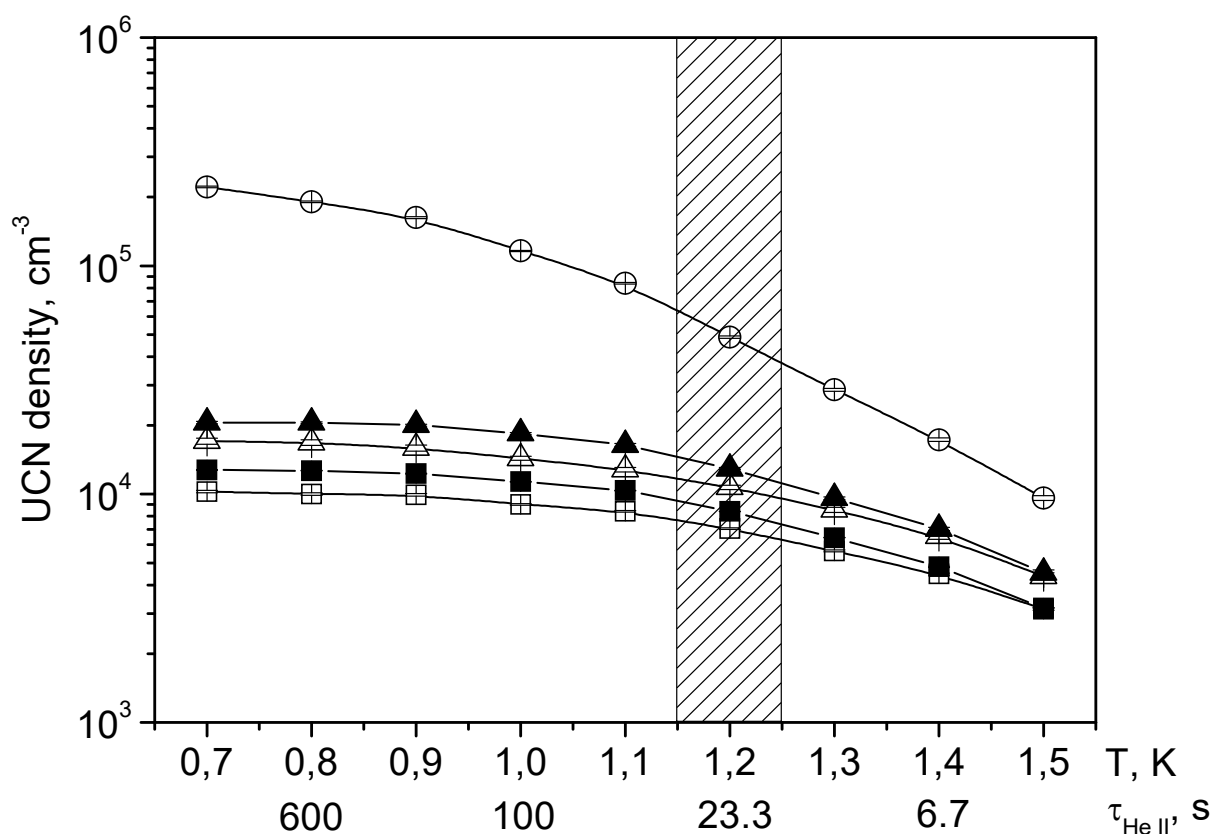


Рисунок 4.6. Плотность УХН в зависимости от температуры He II в камере источника: о – в закрытой камере источника, Δ – в ловушке объемом 35 л для Варианта 1, ▲ – в ловушке объемом 35 л для Варианта 2, □ – в ловушке объемом 350 л для Варианта 1, ■ – в ловушке объемом 350 л для Варианта 2.

Из Рисунка 4.6 видно, что Вариант 2 позволяет получить более высокую плотность УХН в ловушке во всем диапазоне температур. Также из Рисунка 4.6 видно, что понижение температуры ниже 1.2 К не дает существенного выигрыша в плотности УХН в ловушке. Поэтому дальнейшие расчеты выполнены для Варианта 2 с температурой He II в камере источника 1.2 К.

На Рисунке 4.7 представлены результаты расчета плотности УХН в закрытой камере источника при различных коэффициентах потерь при соударениях нейтронов со стенками. Коэффициент потерь зависит от технологии напыления и изготовления камеры источника.

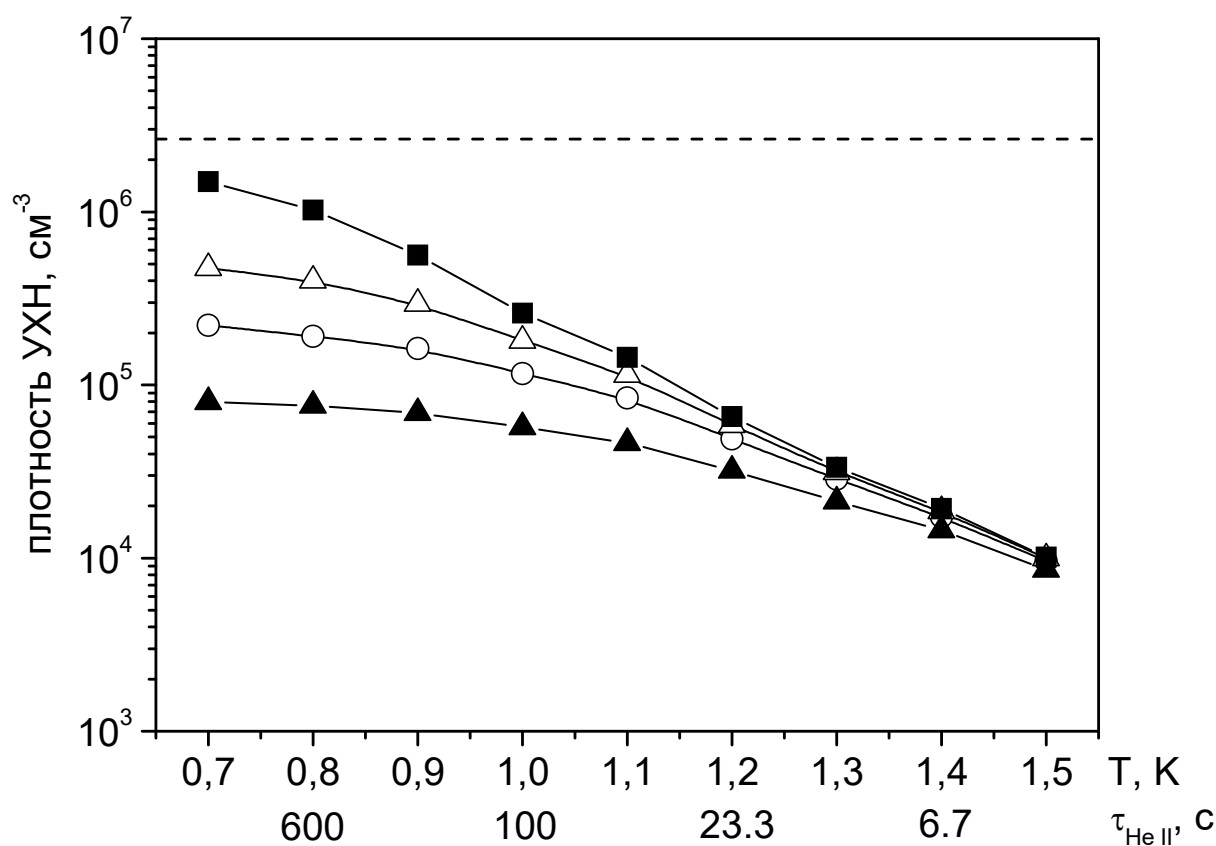


Рисунок 4.7. Плотность УХН в закрытой камере источника в зависимости от температуры He II в камере источника. Коэффициент потерь для напыления стенки камеры: ■ — 0, Δ — $1 \cdot 10^{-4}$, ○ — $3 \cdot 10^{-4}$, ▲ — $1 \cdot 10^{-3}$. Пунктирная линия — плотность УХН, которая может быть достигнута при отсутствии потерь при соударениях со стенками и в сверхтекучем гелии.

На Рисунке 4.8а представлены результаты расчета с разными диаметрами нейтроновода. Расчет произведен для двух размеров ловушек, а также с учетом паров гелия в нейтроноводе и без учета. С увеличением диаметра нейтроновода растет число нейтронов, выходящих из камеры источника. Но одновременно увеличивается вероятность выхода нейтронов из ловушки УХН, и плотность нейтронов в ней падает, что особенно важно для ловушек малого объема. На основании полученных данных можно сделать вывод о целесообразности использования нейтроновода диаметром 100 мм. На Рисунке 4.8b приведены результаты расчета с разными диаметрами трубопровода вакуумной откачки, который одновременно является гравитационным затвором УХН. Длина этого трубопровода составила 295 см. Нейтроны с энергией, позволяющей достичь высоты этого трубопровода, теряются. Также этот трубопровод создает потери УХН в связи с дополнительными соударениями со стенками и в связи с тем, что он заполнен парами гелия. Из Рисунка 4.8b видно, что плотность УХН в ловушке почти не зависит от этого параметра. Для дальнейших расчетов выбран диаметр 70 мм. На Рисунке 4.9а представлены результаты расчета для разных углов поворота нейтроновода перед ловушкой УХН. При увеличении угла поворота ловушка УХН поднимается вверх, и при этом восстанавливается часть нейтронного спектра, обрезанного алюминиевой фольгой перед поворотом. Поворот нейтроновода на угол более 30° приводит к падению плотности УХН из-за отражений на повороте. Спектры в ловушке представлены на Рисунке 4.9b, из которого видно, что с подъемом ловушки происходит смещение спектра УХН в сторону более низких энергий. Выигрыша за счет надбарьерных нейтронов нет, так как они утеряны в камере источника и подводящем нейтроноводе. Несмотря на то, что мы фактически не имеем выигрыша в плотности УХН при угле поворота от 0° до 30° , такой поворот является целесообразным, так как мы получаем более мягкий спектр с лучшим временем хранения.

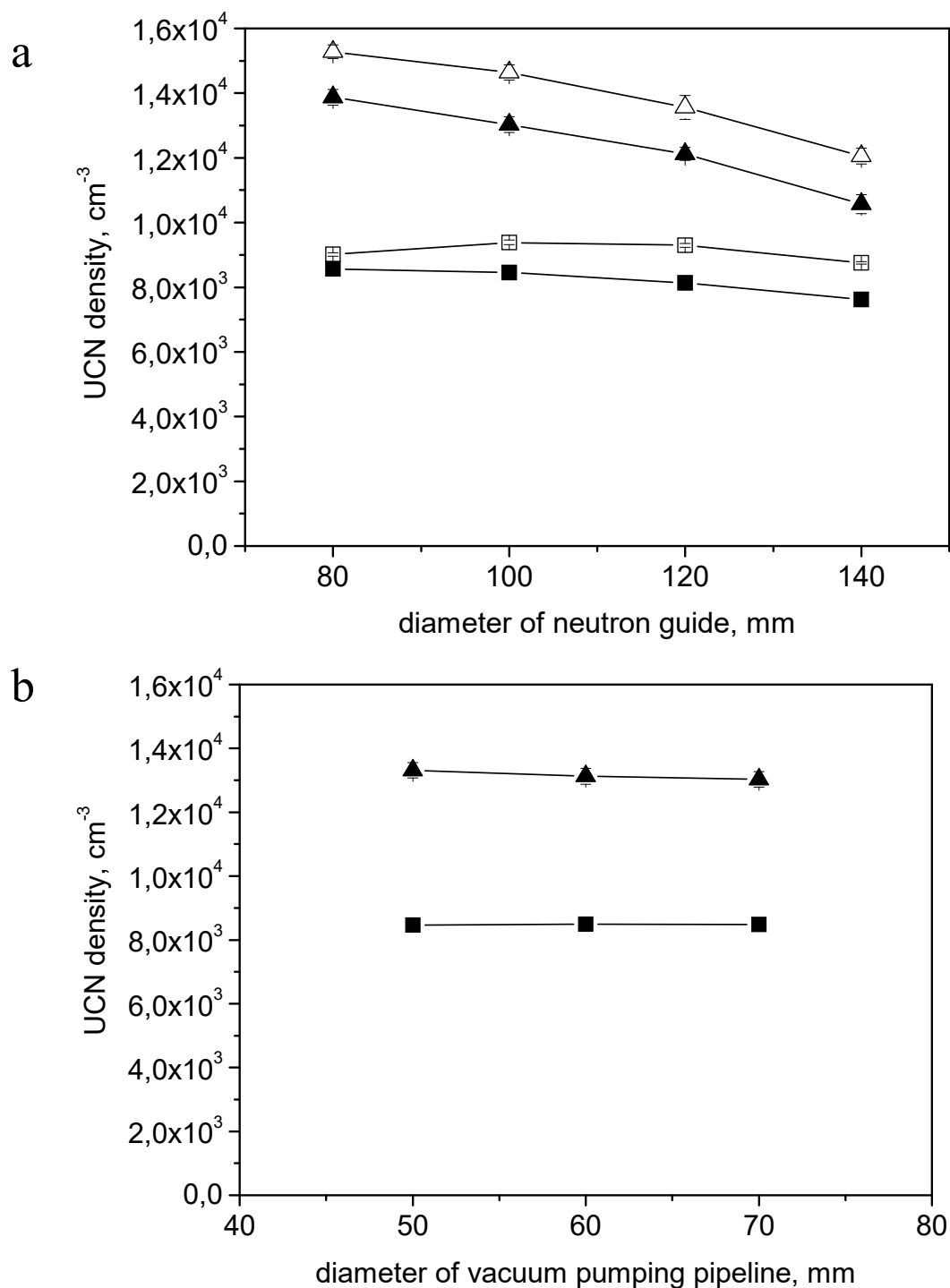


Рисунок 4.8. Зависимость плотности УХН от диаметра нейтроновода (а): Δ – в ловушке объемом 35 л без учета паров гелия, \blacktriangle – в ловушке объемом 35 л с учетом паров гелия, \square – в ловушке объемом 350 л без учета паров гелия, \blacksquare – в ловушке объемом 350 л с учетом паров гелия.

Зависимость плотности УХН от диаметра трубопровода вакуумной откачки (b): \blacktriangle – в ловушке объемом 35 л, \blacksquare – в ловушке объемом 350 л.

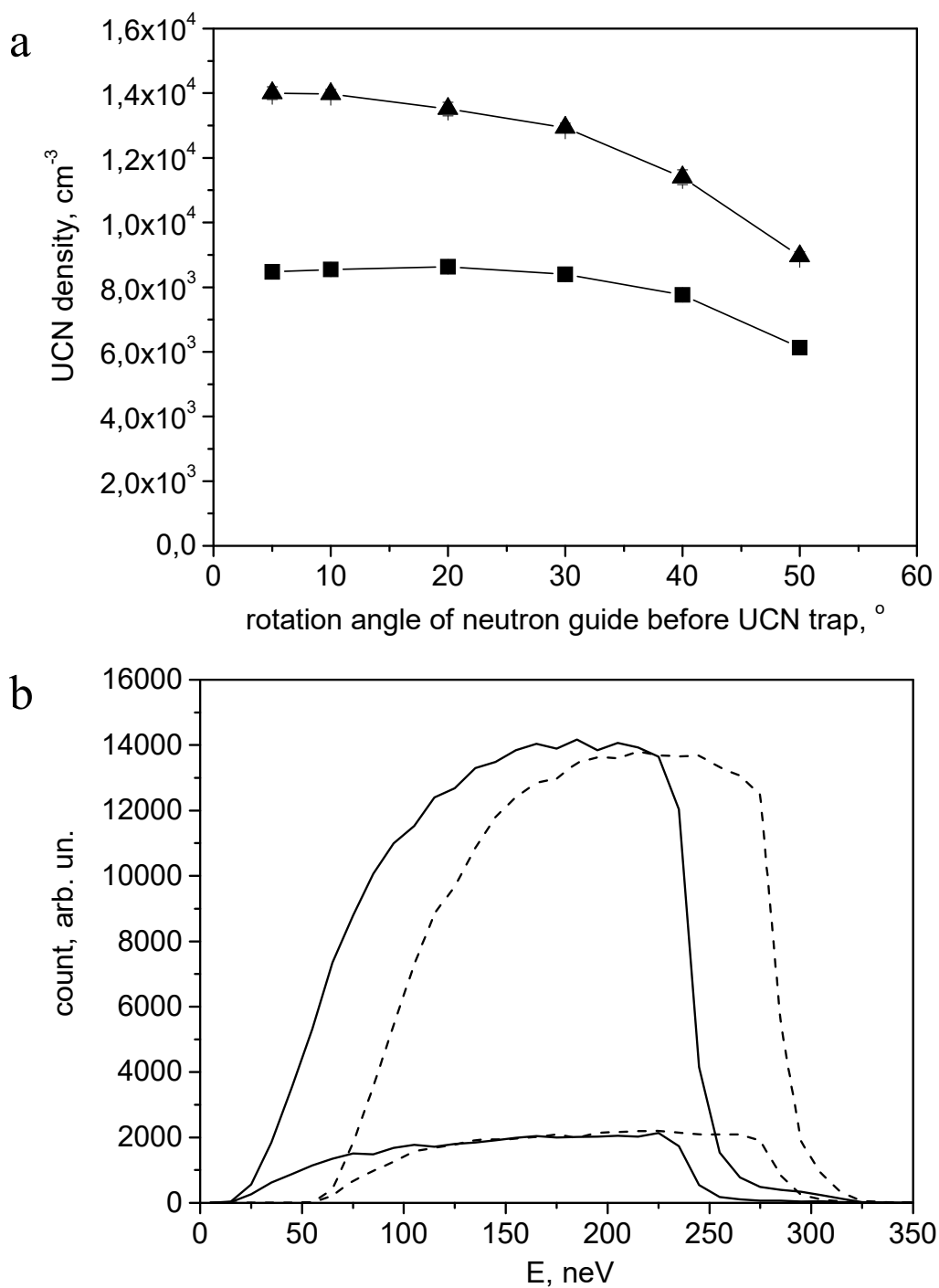


Рисунок 4.9. Зависимость плотности УХН от угла поворота нейтропровода перед ловушкой УХН (а): ▲ – в ловушке объемом 35 л, ■ – в ловушке объемом 350 л. Спектры нейтронов в ловушках двух объемов для разных углов поворота нейтропровода перед ловушкой (б): 5° (прерывистая линия) и 30° (сплошная линия). Высокие спектры соответствуют ловушке объемом 350 л, низкие – 35 л.

4.2.2. Моделирование плотности УХН в ловушке, расположенной на платформе

Расчетная схема ловушки УХН на платформе представлена на Рисунке 4.10. К ловушке УХН (4) ведет нейтроноводная система, состоящая из горизонтального нейтроновода сечением $200 \times 200 \text{ мм}^2$ (1), поворотного нейтроновода сечением $200 \times 200 \text{ мм}^2$ (2) и вертикального сужающегося нейтроновода с уменьшением сечения до $100 \times 100 \text{ мм}^2$ (3). В горизонтальный нейтроновод (1) попадают нейтроны из камеры источника, которые прошли через ее стенку из-за превышения граничной скорости материала напыления стенки (7.8 м/с для $^{58}\text{NiMo}$). Эти нейтроны теряют свою энергию при подъеме по вертикальному нейтроноводу (3), и благодаря этому они могут храниться в ловушке УХН (4).

Нейтроноводы и ловушка УХН имеют внутри напыление $^{58}\text{NiMo}$ с граничной скоростью 7.8 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. При отражении нейтронов от стенок нейтроноводов 0.7% отражений являются диффузными, а при отражении от стенок ловушки УХН – 90% . Произведены расчеты для ловушек объемом 35 и 350 л .

На Рисунке 4.11а представлены результаты расчета для разных вариантов расположения ловушки УХН по высоте. С подъемом ловушки восстанавливается часть нейтронного спектра, обрезанная напылением ($^{58}\text{NiMo}$) камеры источника. Для дальнейших расчетов выбрана высота 4.5 м . На Рисунке 4.11б приведены спектры УХН в ловушке объемом 350 л для разных высот ее расположения. Данные расчеты выполнены для радиуса поворотного нейтроновода 2 м .

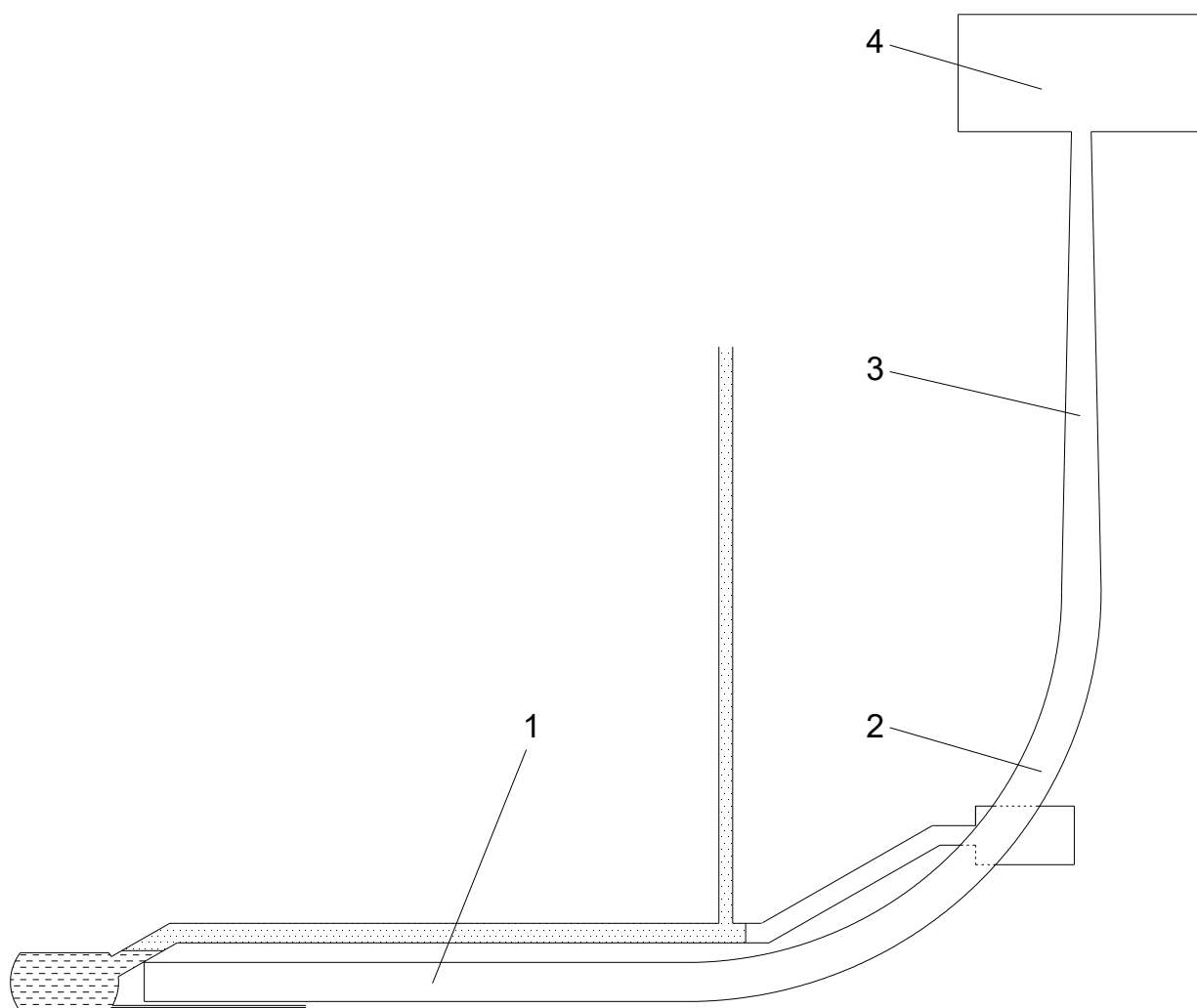


Рисунок 4.10. Расчетная схема ловушки УХН на платформе: 1 – горизонтальный нейтронотвод сечением $200 \times 200 \text{ мм}^2$, 2 – поворотный нейтронотвод сечением $200 \times 200 \text{ мм}^2$, 3 – вертикальный сужающийся нейтронотвод с уменьшением сечения до $100 \times 100 \text{ мм}^2$, 4 – ловушка УХН.

Рисунок 4.12а представляет результаты расчета для разных значений радиуса поворотного нейтронотвода. При увеличении радиуса поворота положение ловушки УХН оставалось неизменным. С увеличением радиуса плотность УХН в ловушке растет, так как падает число нейтронов, отраженных в обратную сторону, и падает число нейтронов, потерянных из-за превышения

граничной скорости нейтроновода. Также с увеличением радиуса падает общая протяженность нейтроновода, и, соответственно, нейтроны имеют меньшую вероятность быть потерянными при соударениях со стенками. Для сравнения на Рисунке 4.12а показан вариант расчета без сужения вертикального нейтроновода, когда его сечение оставалось постоянным – $200 \times 200 \text{ мм}^2$. При этом плотность УХН в ловушке получилась меньше, чем для варианта с сужением вертикального нейтроновода до сечения $100 \times 100 \text{ мм}^2$ на входе в ловушку УХН. Для варианта с сужением в ловушку попадает меньше нейтронов из-за отражений в обратную сторону на сужающемся участке. Но, с другой стороны, нейтроны, попавшие в ловушку, имеют меньшую вероятность выйти из нее. Также немаловажным обстоятельством является то, что нейтроны на выходе из сужающегося нейтроновода имеют более широкое угловое распределение, что уменьшает вероятность их выхода из ловушки после отражения от ее верхней части. На Рисунке 4.12б показаны спектры УХН в ловушке объемом 350 л для разных радиусов поворотного нейтроновода.

В результате оптимизации параметров источника получена плотность УХН в основной ловушке $\rho_{351} = 1.3 \cdot 10^4 \text{ н/см}^3$ (для ловушки объемом 35 л) и $\rho_{3501} = 8.4 \cdot 10^3 \text{ н/см}^3$ (для ловушки объемом 350 л) [110,111]. Для ловушки, расположенной на платформе, получена плотность $\rho_{351} = 150 \text{ н/см}^3$ и $\rho_{3501} = 120 \text{ н/см}^3$. Отношение плотностей УХН составляет два порядка величины и отражает эффективность метода извлечения УХН при накоплении в сверхтекучем гелии. Полученная плотность УХН на 2 порядка величины превышает плотность существующих источников УХН. На новом источнике запланирована программа исследования фундаментальных исследований [112].

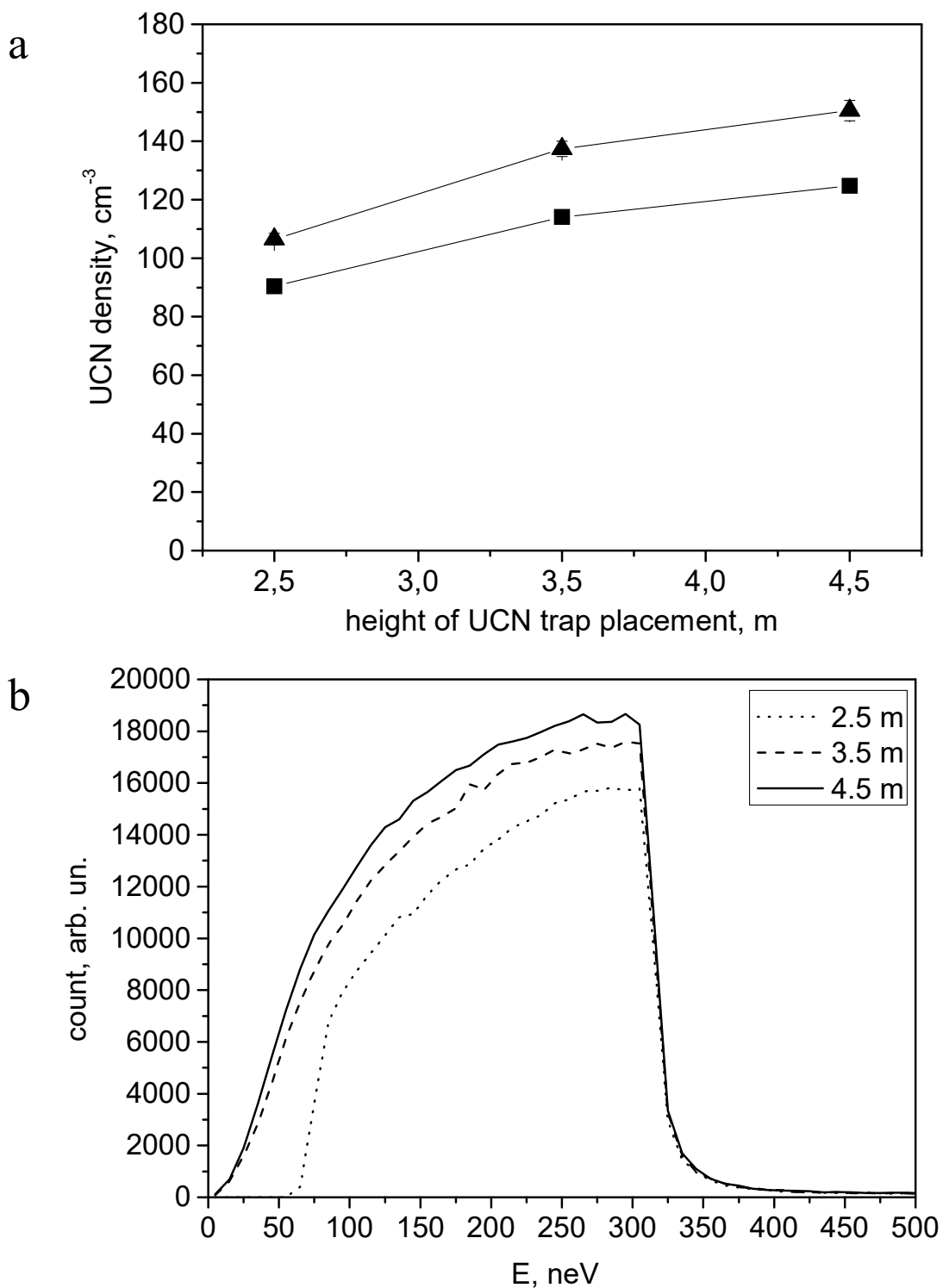


Рисунок 4.11. Зависимость плотности УХН от высоты расположения ловушки УХН (а): ▲ – в ловушке объемом 35 л, ■ – в ловушке объемом 350 л.

Спектры нейтронов в ловушке объемом 350 л для разных высот ее расположения (b).

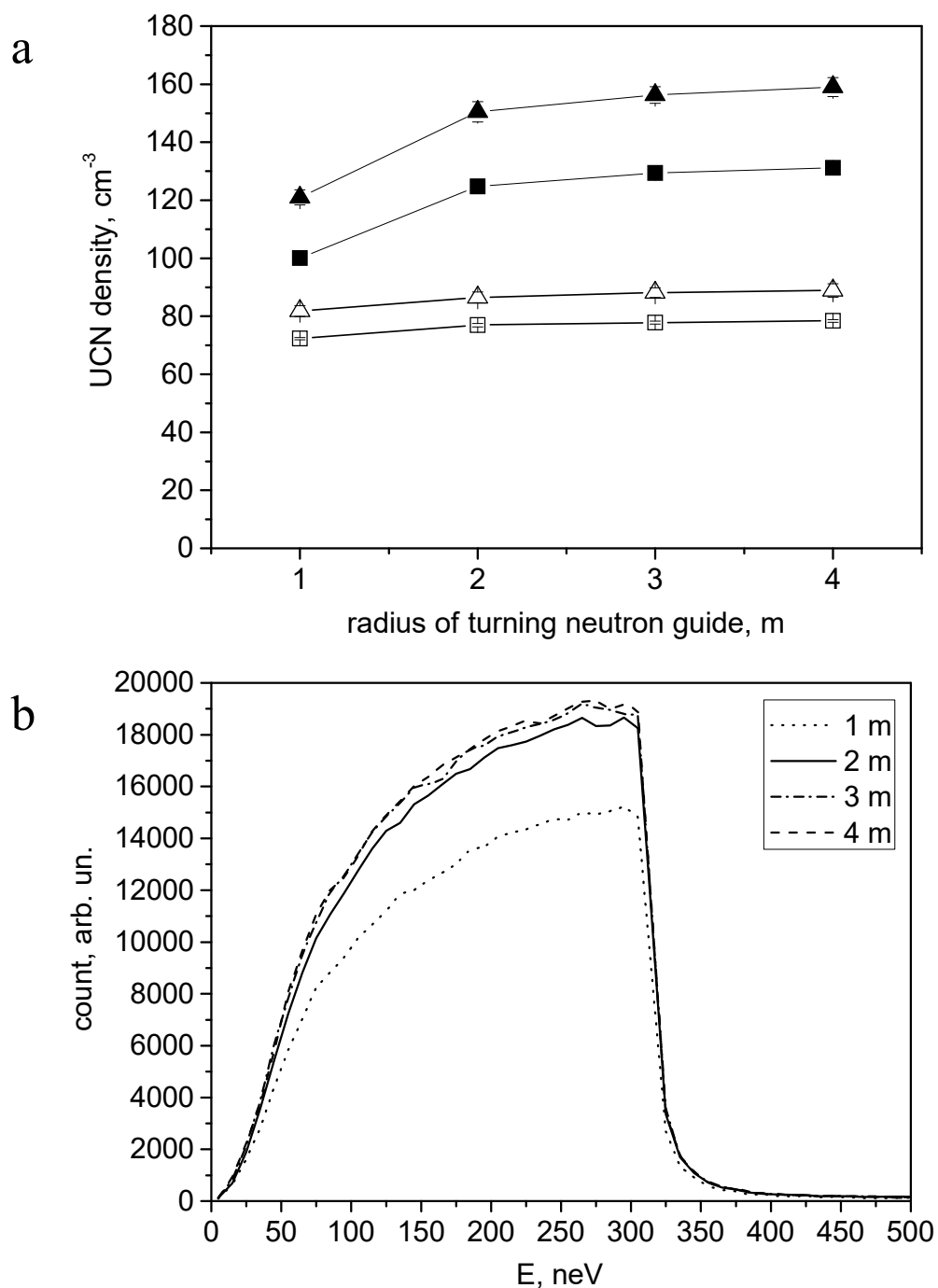


Рисунок 4.12. Зависимость плотности УХН от радиуса поворотного нейтропровода (а) для варианта без сужения вертикального нейтропровода: Δ – в ловушке объемом 35 л, \square – в ловушке объемом 350 л; для варианта с сужением вертикального нейтропровода: \blacktriangle – в ловушке объемом 35 л, \blacksquare – в ловушке объемом 350 л.

Спектры нейтронов в ловушке объемом 350 л для разных радиусов поворотного нейтропровода (b).

4.3. Источник УХН на реакторе ПИК

Нейтронный исследовательский реактор ПИК мощностью 100 МВт призван стать современным крупномасштабным пользовательским центром на базе самого мощного в мире стационарного источника нейтронов непрерывного действия, способного удовлетворить национальный и мировой спрос на исследования с помощью нейтронных пучков в ближайшие десятилетия [113]. Горизонтальные каналы реактора ПИК ГЭК-3 и ГЭК-4 будут оснащены жидкодейтериевыми источниками нейтронов и планируются для проведения фундаментальных исследований и изучения наноструктур. Рассмотрен вариант установки на этих пучках источников для производства УХН [114,115].

Источники УХН представляют из себя камеры со сверхтекучим гелием, расположенные на выведенных пучках каналов ГЭК-3 и ГЭК-4 в условиях низкой тепловой нагрузки (Рисунок 4.13). Использование многоцелевых суперзеркальных отклонителей пучка позволит получить поток $\Phi(\lambda=9 \text{ \AA})=10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ и избавиться от высокого тепловыделения. Так же можно получить такой поток и снизить тепловую нагрузку за счет использования висмутового фильтра [116].

Канал ГЭК-4-4' является основой комплекса экспериментальных установок для исследования фундаментальных взаимодействий на реакторе ПИК. Канал является сквозным, приблизительно в центре канала расположен источник холодных нейтронов (Рисунок 4.14).

Камера со сверхтекучим гелием имеет форму цилиндра диаметром 300 мм. Объем камеры равен 100 л. Скорость производства УХН в сверхтекучем гелии составляет $100 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ при потоке нейтронов $\Phi(\lambda=9 \text{ \AA})=10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{\AA}^{-1}$.

Расчетная схема состоит из камеры источника и ловушки, соединенных цилиндрическим нейтроноводом. Расчет выполнен при диаметре нейтроновода 80 мм и длине 3 м. Камера, нейтроноводы и ловушка УХН имеют внутри

напыление $^{58}\text{NiMo}$ с граничной скоростью 7.8 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. При отражении нейтронов от стенок нейтроноводов 0.7 % отражений являются диффузными, а при отражении от стенок камеры источника и ловушки УХН – 90 %. Эти параметры соответствуют технологии изготовления экспериментальной установки. На выходе из камеры источника и перед входом в ловушку установлены разделительные мембраны из Al толщиной 100 мкм с граничной скоростью 3.2 м/с.

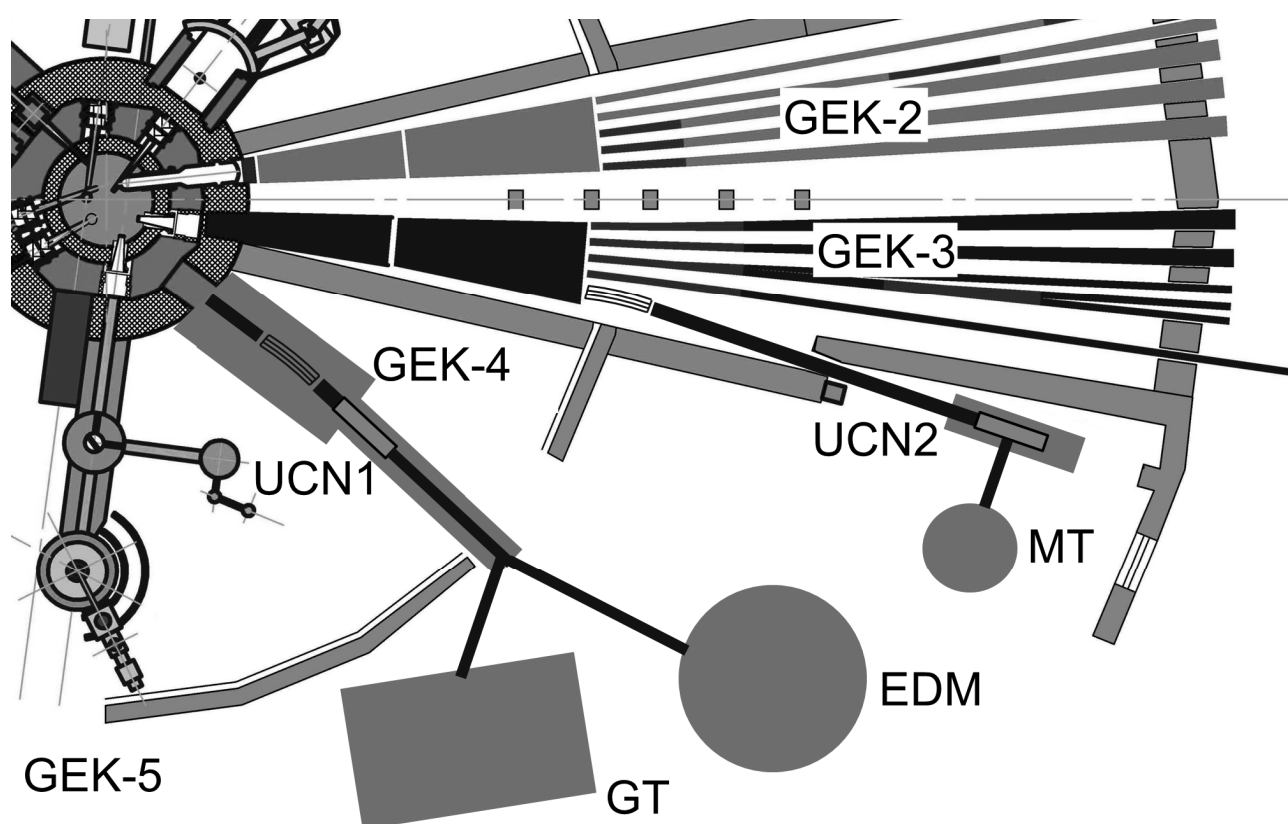


Рисунок 4.13. План размещения источников УХН со сверхтекучим гелием и экспериментальных установок на каналах ГЭК-3 и ГЭК-4 реактора ПИК: UCN1 – источник УХН на канале ГЭК-4, UCN2 – источник УХН на канале ГЭК-3, EDM – установка для измерения ЭДМ нейтрона, GT – установка для измерения времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН, MT – установка для измерения времени жизни нейтрона с магнитной ловушкой УХН.

В результате моделирования получена оценка плотности УХН для ловушек объемом 35 и 350 л. На Рисунке 4.15 показана плотность УХН в зависимости от температуры сверхтекучего гелия в закрытой камере источника и ловушках. Вдоль оси абсцисс дополнительно отложены значения времени хранения нейтронов в сверхтекучем гелии при данной температуре.

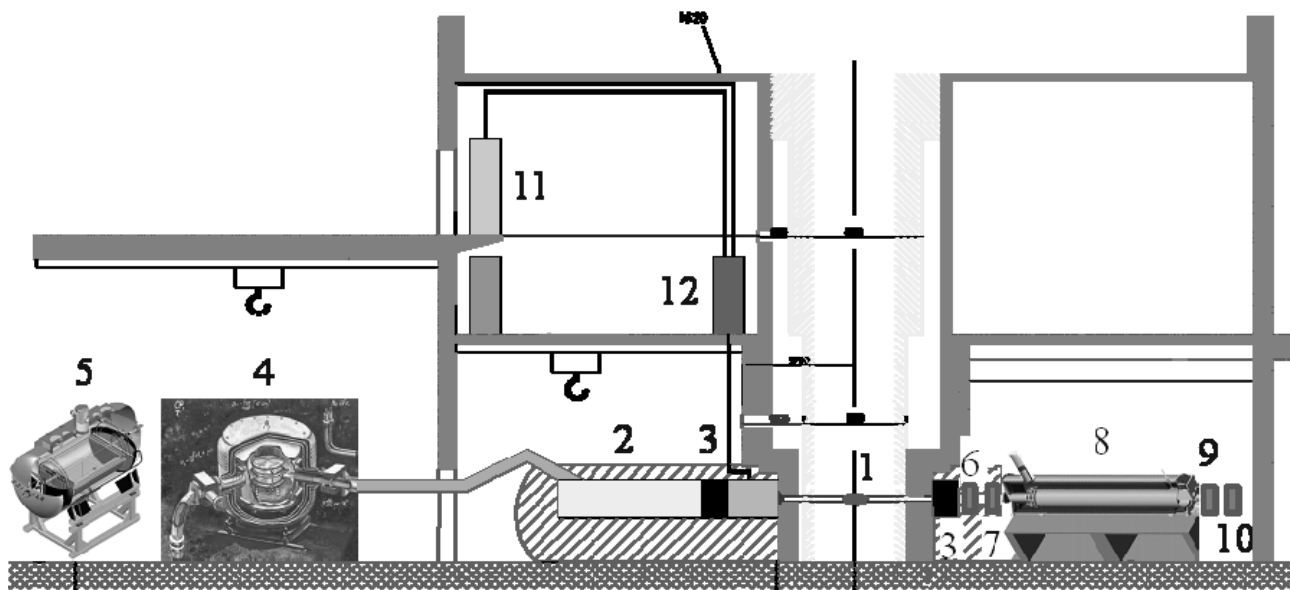


Рисунок 4.14. Вертикальный разрез канала ГЭК-4-4': 1 – источник холодных нейтронов, 2 – источник УХН на основе сверхтекучего гелия расположен на выведенном пучке холодных нейтронов, 3 – неохлаждаемые висмутовые фильтры, входящие в состав шибберных устройств каналов, 4 – ЭДМ спектрометр, 5 – гравитационная ловушка для измерения времени жизни нейтрона, 6 – прерыватель пучка холодных нейтронов, 7 – поляризатор нейтронного пучка на основе поляризованного ^3He , 8 – установка для измерения асимметрий распада нейтрона со сверхпроводящим соленоидом, 9 – анализатор поляризации, 10 – детектор, 11 – холодильная гелиевая установка источника холодных нейтронов, 12 – конденсатор жидкого дейтерия для источника холодных нейтронов.

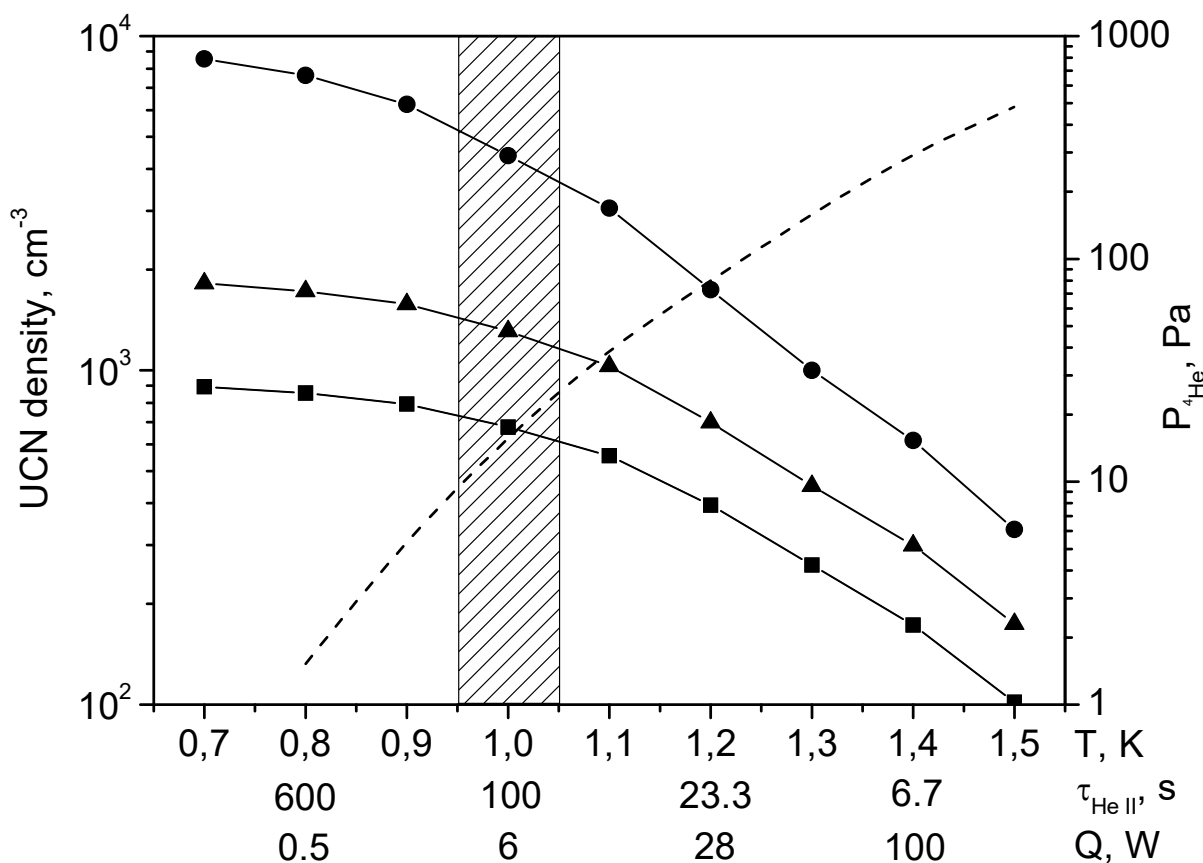


Рисунок 4.15. Плотность УХН в зависимости от температуры сверхтекучего гелия: ● – в закрытой камере источника, ▲ – в ловушке объемом 35 л, ■ – в ловушке объемом 350 л. Пунктирная линия – зависимость давления насыщенных паров гелия от температуры.

Время хранения УХН в сверхтекучем гелии растет с понижением температуры. Понижение температуры жидкого гелия ниже 4.2 К и отвод тепловой нагрузки производится за счёт испарения гелия. Для этого служит вакуумная установка, в состав которой входит несколько вакуумных насосов. Достижение низких температур связано с технической трудностью откачки больших количеств гелия при низком давлении, принимая во внимание зависимость температуры и давления насыщенных паров гелия (Рисунок 4.15). Вдоль оси абсцисс на Рисунке 4.15 также отложены значения тепловой нагрузки, которую можно снять при данной температуре используя вакуумный

насос с расходом $10 \text{ м}^3/\text{с}$. По нашим оценкам тепловая нагрузка на выведенном пучке не будет превышать 6 Вт , т.е. возможна работа источника при температуре 1 К . При температуре 1 К плотность УХН в закрытой камере источника составляет $4.4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, а плотность УХН в ловушках составляет $\rho_{351} = 1.3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (для ловушки объемом 35 л) и $\rho_{3501} = 0.7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (для ловушки объемом 350 л).

Сравнение источников УХН на реакторах ВВР-М и ПИК показано в Таблице 4.1 и на Рисунке 4.16. На реакторе ПИК источник УХН на основе сверхтекучего гелия может располагаться только на выведенном нейтронном пучке. Это приводит к потере исходной плотности нейтронного потока. Увеличение объема со сверхтекучим гелием и понижение его температуры не позволяет достичь уровня плотности УХН на источнике на реакторе ВВР-М. Таким образом, источник УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М является в 10 раз более эффективным [117].

На реакторе ПИК запланирована соответствующая программа исследования фундаментальных исследований [118].

Таблица 4.1. Сравнительная характеристика источников УХН.

	ВВР-М HeII внутри тепловой колонны	ПИК На пучках ГЭК-3 и ГЭК-4
Φ (тепловые), $\text{н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$3.2 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{14}$
$d\Phi/d\lambda$ (9A), $\text{н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$	$3.2 \cdot 10^{10}$	10^9
Объем источника, см^3	$3.5 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^5$
Полная производительность, $\text{н}/\text{с}$	$1 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^7$
Тепловая нагрузка на He, Вт	20	1
$\rho_{\text{эдм}}$, см^{-3}	$1.3 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^3$

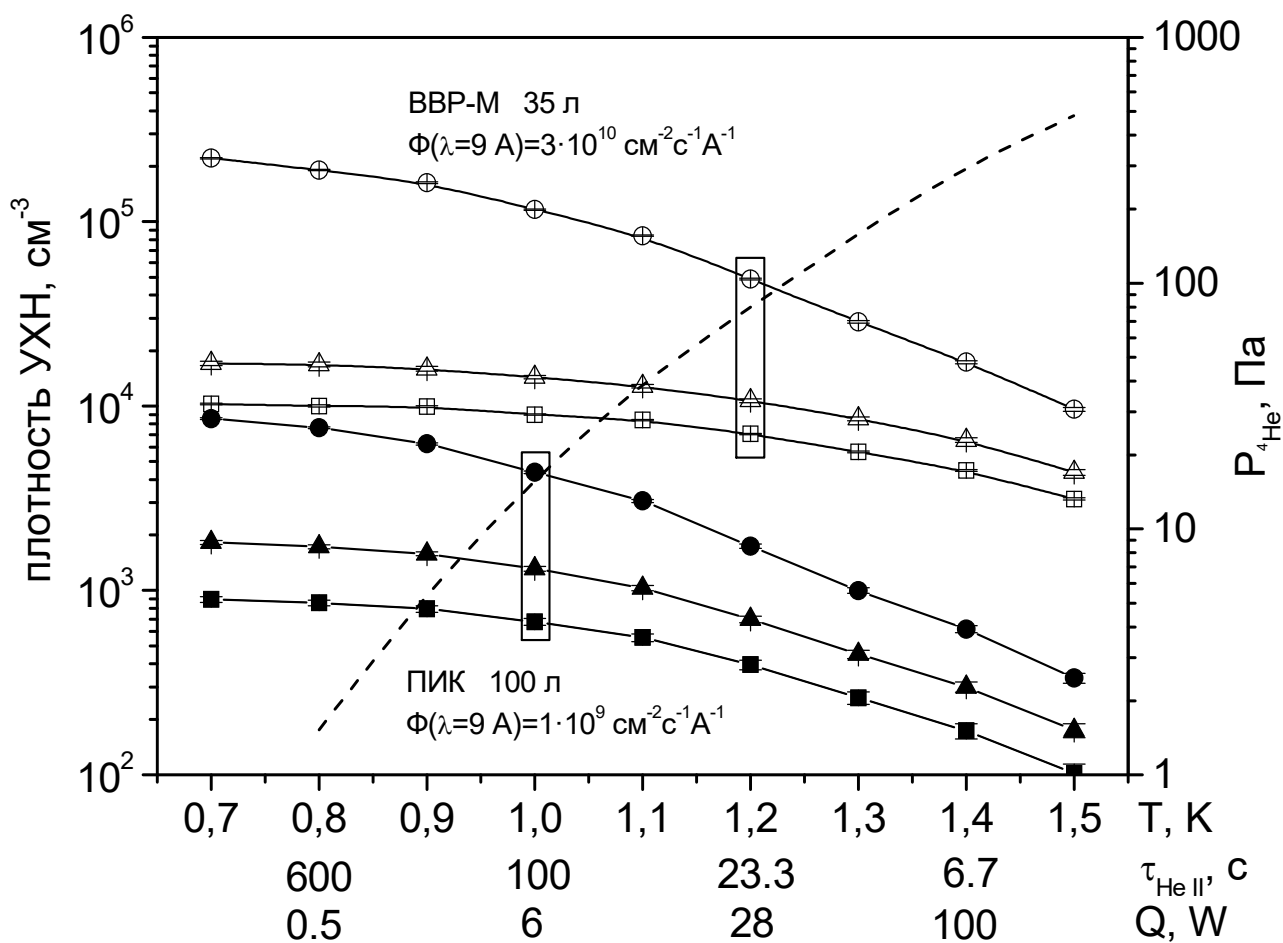


Рисунок 4.16. Сравнение плотностей УХН в источниках на реакторе ВВР-М и ПИК: ● – в закрытой камере источника, ▲ – в ловушке объемом 35 л, ■ – в ловушке объемом 350 л. Пунктирная линия – зависимость давления насыщенных паров гелия от температуры.

4.4. Выводы

Получены значения плотности УХН достижимой на источниках создаваемых на реакторах ВВР-М и ПИК. С этой целью разработана компьютерная модель источника УХН на основе сверхтекучего гелия. Полученная плотность УХН на реакторе ВВР-М на 2 порядка величины превышает плотность существующих в мире источников. В результате

оптимизации параметров источника на реакторе ВВР-М получена расчетная плотность УХН в ловушке ЭДМ спектрометра $1.3 \cdot 10^4$ н/см³ и плотность в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона $8.4 \cdot 10^3$ н/см³, что позволит на порядок величины улучшить статистическую точность этих экспериментов. Расчетная плотность УХН для источника на реакторе ПИК составляет $1.3 \cdot 10^3$ н/см³ в ловушке ЭДМ спектрометра и $0.7 \cdot 10^3$ н/см³ в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона. Расчетная плотность УХН на реакторе ПИК на порядок величины хуже, чем на реакторе ВВР-М.

Глава 5. Эксперимент с большой гравитационной ловушкой

В главе говорится об эксперименте по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой УХН с результатом $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с [49]. Описана роль моделирования на всех этапах эксперимента: от конструирования установки до получения результата измерений.

5.1. Описание экспериментального метода

Эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой является дальнейшим развитием методов и подходов, применявшихся в эксперименте [3,4]. Задача нового эксперимента состоит в достижении точности 0.2 с, что в 4 раза лучше существующего уровня точности [119]. Время жизни нейтрона измеряется методом удержания ультрахолодных нейтронов в криогенной ловушке с гравитационным затвором. Ловушка УХН представляет собой фигуру вращения с горизонтальной осью. Для покрытия внутренних стенок ловушки используется безводородное фторполимерное масло (перфторполиэфир), которое характеризуется рекордно низкими потерями УХН и высокой покрывной способностью. Потери УХН, вызванные неупругим рассеянием на масле, значительно подавлены при низкой температуре ловушки (80–100 К). Учет потерь УХН на стенках ловушки осуществляется методом размерной экстраполяции. Ранее для этого использовались две сменные ловушки УХН с разными размерами. В новом спектрометре используется одна большая ловушка (Рисунок 5.1). Дизайн установки представлен на Рисунке 5.2. Изменение частоты соударений УХН в ловушке (принцип размерной экстраполяции) достигается путем опускания в ловушку дополнительной поверхности. Эта операция осуществляется без

разборки спектрометра и нарушения вакуума. Такой подход обеспечивает значительное улучшение статистической точности измерений в ловушке с большой частотой соударений, поскольку объем ловушки не уменьшается. Статистическая точность измерений по сравнению со старой версией спектрометра улучшена за счет увеличения объема ловушки в 5.3 раза по отношению к объему большой ловушки в старом эксперименте и в 18 раз по отношению к объему малой ловушки.

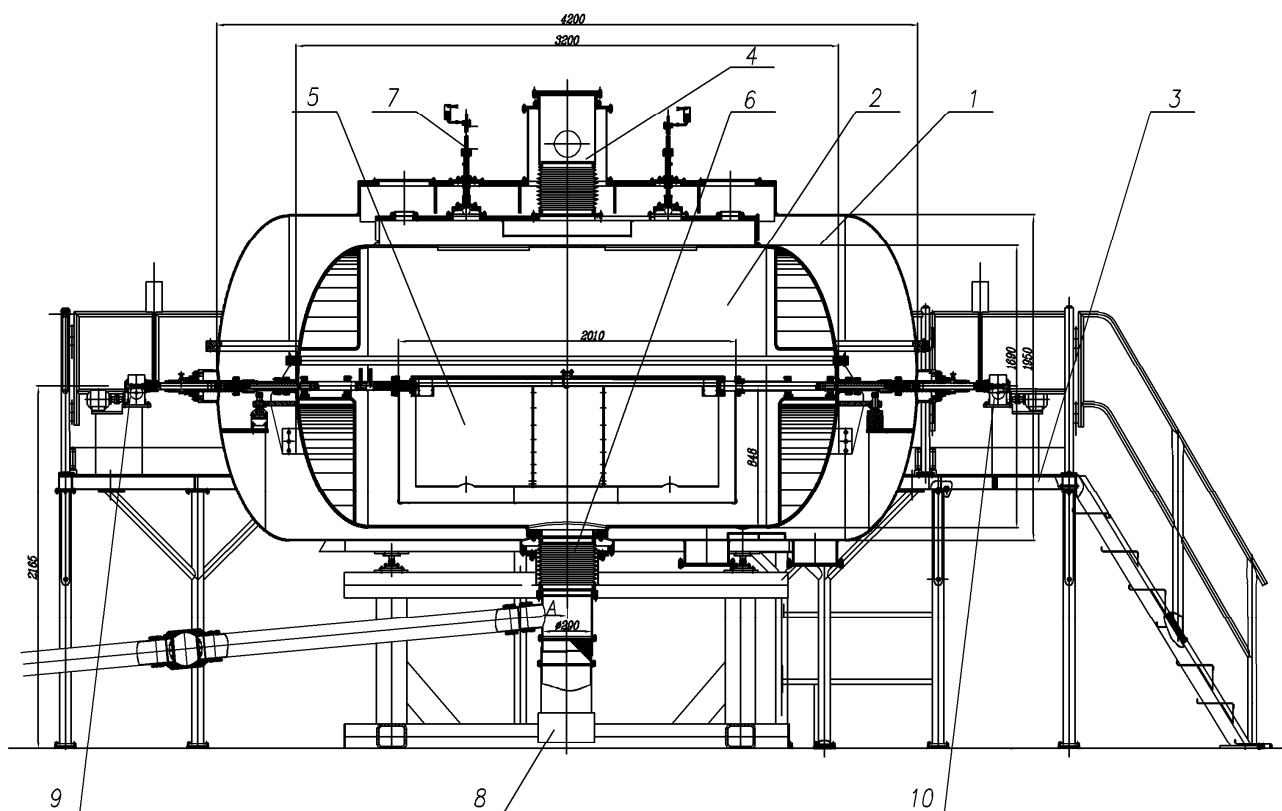


Рисунок 5.1. Экспериментальная установка: 1 – наружный вакуумный сосуд; 2 – внутренний вакуумный сосуд; 3 – платформа для обслуживания; 4 – ввод для откачки внутреннего сосуда; 5 – ловушка со вставкой в нижнем положении; 6 – нейтроноводная система; 7 – система напыления ловушки и вставки; 8 – детектор; 9 – механизм поворота ловушки; 10 – механизм поворота вставки.

Для создания установки были использованы два промышленных азотных танка. Внешний сосуд создаёт защитный вакуум, а во внутреннем — размещены ёмкости для жидкого азота и физическая часть установки – ловушка для хранения нейтронов и вставка. После заполнения ёмкостей жидким азотом внутренний сосуд играет роль теплового экрана. Испаряющийся газообразный азот поступает по гибким трубопроводам, закреплённым на поверхности ловушки и вставки. Такой вариант охлаждения позволяет поддерживать температуру ловушки и вставки на уровне 80 К, с точностью до одного градуса, которая контролируется 4 термопарами: по две на каждую поверхность. Внешний и внутренний объёмы откачиваются независимо при помощи турбомолекулярных насосов. Давление остаточных газов внутри рабочего объёма не превышает $2 \cdot 10^{-6}$ торр.

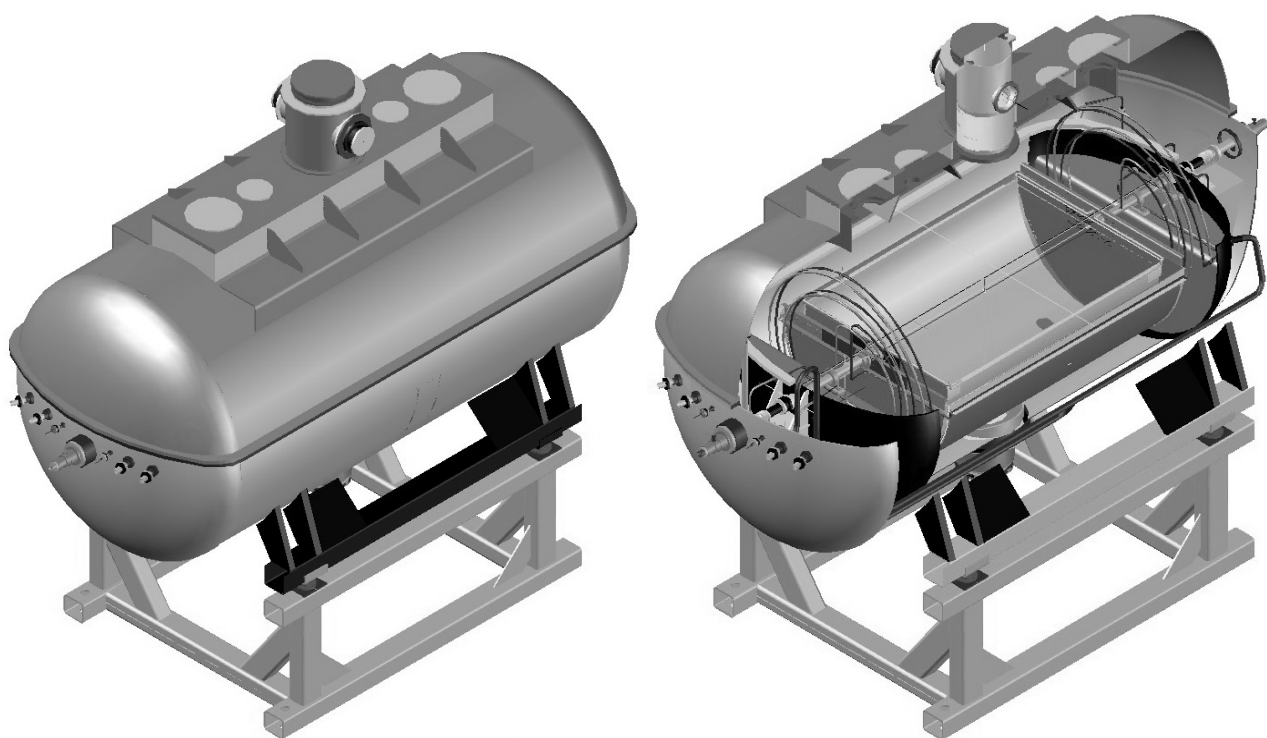


Рисунок 5.2. Дизайн установки с большой гравитационной ловушкой.

В эксперименте время жизни нейтрона измеряется методом хранения УХН в материальной ловушке [120]. Экспериментальная установка представляет из себя вакуумную криогенную гравитационную ловушку УХН. Возможность

длительного хранения УХН в материальной ловушке позволяет проводить измерение по следующей схеме. Вакуумная криогенная материальная ловушка наполняется УХН со специальным образом подготовленным спектром. После этого нейтроны хранятся в течение определённого времени. По истечении периода хранения нейтроны сливаются из ловушки на детектор, который служит для определения числа оставшихся нейтронов. Количество зарегистрированных нейтронов зависит от времени их удержания в ловушке, а значит, от периода распада нейтрона и потерь при соударениях нейтронов со стенками ловушки. Проводя измерения для различных времён удержания и зная теоретическую зависимость числа нейтронов от времени, можно получить время хранения в ловушке.

Модель эксперимента имеет некоторые предположения о характере взаимодействия нейтронов со стенками. В эксперименте эти условия могут отличаться от идеальных, рассмотренных в модели. Основы модели таковы:

1. Между соударениями нейтроны движутся свободно. Учитывается только влияние силы тяжести, а столкновения с ядрами остаточного газа отсутствуют.
2. Энергия нейтронов не изменяется при соударениях со стенками.
3. Потери нейтронов при соударениях со стенками описываются моделью взаимодействия с потенциальным барьером.
4. Покрытие является однородным.

Зависимость количества нейтронов (N), находящихся в ловушке, от времени (T) описывается выражением

$$N = N_0 \exp(-T / \tau_{st}), \quad (5.1)$$

где N_0 – количество нейтронов в ловушке в начальный момент времени, τ_{st} – время хранения нейтронов в ловушке. Полная вероятность потерь нейтронов в ловушке равна:

$$\tau_{st}^{-1} = \tau_n^{-1} + \tau_{loss}^{-1}, \quad (5.2)$$

где τ_n^{-1} – вероятность β -распада, τ_{loss}^{-1} – вероятность потерь в стенках ловушки.

Время хранения получается в результате 2 измерений с разным временем удержания УХН:

$$\tau_{st} = (T_2 - T_1) / \ln(N_1 / N_2). \quad (5.3)$$

В модели источником потерь нейтронов является мнимая часть потенциального барьера. Для вычисления вероятности потерь используется выражение:

$$\tau_{loss}^{-1} = \mu \cdot \nu, \quad (5.4)$$

где μ – вероятность потери на соударение, которая зависит от энергии УХН и температуры стенок ловушки, ν – частота соударений УХН со стенками, которая зависит от размера ловушки и энергии УХН.

Функция потерь УХН при отражении, полученная в предположении, что отражение происходит от потенциальной ступеньки с действительной U_0 и мнимой W частью, может быть записана в следующем виде:

$$\mu(y) = \frac{2\eta}{y^2} (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}) \approx \begin{cases} \pi\eta, & y \rightarrow 1 \\ \frac{4}{3}\eta y, & y \ll 1 \end{cases}, \quad (5.5)$$

где η – фактор потерь, который определяется отношением мнимой и действительной частей потенциала, или амплитуд рассеяния, $\eta = W / U_0 = b' / b$, $y = \sqrt{E / U_0} = v / v_b$ – отношение скорости нейтрона к граничной скорости материала v_b , при которой ещё может происходить полное отражение.

Энергетическая функция потерь УХН в уравнении (5.5) усреднена по углам падения. Используя оптическую теорему, мнимую часть амплитуды рассеяния можно записать как:

$$b' = \frac{\sigma_{abs} + \sigma_{upscat}(T)}{2\lambda} \quad (5.6)$$

Для нормальной компоненты скорости нейтрона v_n функция потерь записывается в более простом виде:

$$\mu = 2\eta x / (\sqrt{1-x^2}) \quad (5.7)$$

где $x = v_n / v_b$.

Сечения захвата и неупругого рассеяния пропорциональны длине волны нейтрона λ , поэтому b' и η не зависят от энергии нейтрона, а являются лишь функцией температуры стенок $\eta = \eta(T)$. Перепишем уравнение (5.4) в виде:

$$\tau_{loss}^{-1} = \eta \cdot \gamma, \quad (5.8)$$

где η – независимый от энергии УХН фактор потерь, γ – получаемая расчетом эффективная частота соударений, которая зависит от энергии УХН и размеров ловушки. При такой записи получаем единственную зависящую от энергии величину, необходимую для вычисления времени жизни нейтрона из экспериментальных данных. Получается, что обратное время хранения является линейной функцией от γ с угловым коэффициентом η и значением равным обратному времени жизни при γ равном нулю. Отсюда следует, что значение времени жизни нейтрона (τ_n) может быть получено линейной экстраполяцией τ_{st}^{-1} к нулевому значению γ .

Проводя измерения времени хранения для двух различных значений γ , мы получаем возможность вычислить время жизни:

$$\tau_1^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_1; \quad \tau_2^{-1} = \tau_n^{-1} + \eta\gamma_2 \quad (5.9)$$

$$\eta = (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1}) / (\gamma_2 - \gamma_1) \quad (5.10)$$

$$\tau_n^{-1} = \left[(\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}) - \eta(\gamma_1 + \gamma_2) \right] / 2 \quad (5.11)$$

Исключая η , можно записать:

$$\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} - (\tau_2^{-1} - \tau_1^{-1}) / (\gamma_2 / \gamma_1 - 1) \quad (5.12)$$

Данная форма записи формулы отображает то, что одно из времён хранения вносит основной вклад в вычисляемое время жизни нейтрона, а второе слагаемое является поправкой, зависящей от разности времён хранения и отношения эффективных частот соударений. Именно поэтому важно получить как можно большее время хранения. Формула (5.12) отображает

основную идею эксперимента – для нахождения времени жизни нейтрона нужно измерить время хранения для разных значений γ . Эта величина зависит от геометрии ловушки и энергии УХН, а значит, есть два способа провести измерения для двух различных γ : либо использовать различные энергии, либо использовать различную геометрию ловушки.

Экстраполяция, получаемая при использовании различных областей спектра нейтронов, но с одинаковой геометрией, называется энергетической экстраполяцией. Экстраполяция, когда для изменения эффективной частоты соударений используется модификация геометрии ловушки, называется геометрической экстраполяцией. Для этого в эксперименте используется дополнительная поверхность – вставка.

Эффективная частота соударений γ вычисляется аналитически. Объединив формулы (5.4) и (5.8), мы получаем выражение

$$\gamma = \frac{\mu \cdot v}{\eta}. \quad (5.13)$$

Частота столкновений равна потоку УХН, направленному на поверхность dS : $\rho v dS / 4$, где ρ – плотность УХН. Так как энергия и плотность УХН зависят от высоты, уравнение (5.10) необходимо проинтегрировать по высоте и нормировать:

$$\gamma(E) = \frac{1}{\eta} \frac{\int_0^H \mu \frac{1}{4} \rho v dS}{\int_0^H \rho dV}, \quad (5.14)$$

где H – максимальная высота, которой может достичь нейтрон с данной энергией. Полученная зависимость эффективной частоты соударений от энергии УХН для экспериментальной установки показана на Рисунке 5.3.

Расчетная схема экспериментальной установки представлена на Рисунке 5.4. Ловушка УХН представляет собой горизонтальный цилиндр

диаметром 1.4 м и длиной 2 м. Высота ловушки 0.7 м. В нее может опускаться вставка (2), которая представляет собой соосную с ловушкой цилиндрическую поверхность диаметром 1.2 м и длиной 1.8 м. Высота вставки 0.66 м. На дне вставки сделаны два отверстия для улучшения обмена УХН между внутренним объемом вставки и зазором между вставкой и ловушкой.

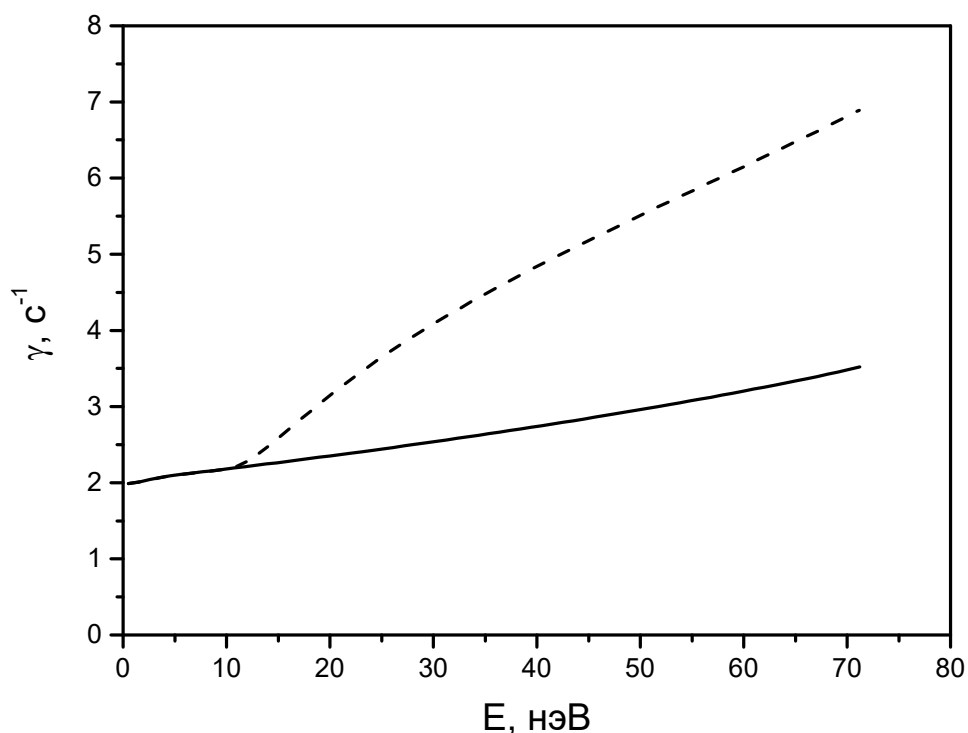


Рисунок 5.3. Зависимость эффективной частоты соударений от энергии УХН для вариантов ловушки без вставки (сплошная линия) и со вставкой (штриховая линия).

Ловушка и вставка находятся в вакуумном объеме (3) цилиндрической формы диаметром 1.62 м и длиной 2.5 м. Они имеют общую ось вращения типа труба в трубе. Поворот ловушки и вставки может осуществляться независимо, приводы распложены с противоположных сторон. На торцевых поверхностях ловушки и вставки расположен горизонтальный металлический профиль для крепления к оси и придания жесткости конструкции. К вакуумному объему снизу подходит нейтроновод (4) диаметром 0.27 м и длиной 1.19 м, внизу которого располагается детектор (6) для регистрации высокоинтенсивных

потоков УХН [121,122]. Выпуск нейтронов на детектор регулируется затвором (5). Установка заполняется нейтронами из источника через нейтронород (7) диаметром 0.14 м и длиной 2.1 м. Наполнение установки контролируется затвором (8). Над нейтронородом (4) располагается тепловой экран (9) для защиты ловушки от теплового излучения из нейтронорода выпуска УХН, так как температура ловушки составляет 80-100 К. Измерения проводятся без вставки (Рисунок 5.4а) и со вставкой (Рисунок 5.4б). Вставка находится все время в положении вверх при измерениях без вставки и в положении вниз при измерениях со вставкой.

5.2. Физико-математическая модель

В модели разыгрывается история каждого нейтрона начиная от момента входа в нейтронородную систему установки. На входе в нейтронород (7) задаются случайным образом точка входа нейтрона и его скорость в соответствии с максвелловским спектром. Координаты и скорость нейтрона вычисляются по уравнениям для движения свободно брошенного тела в гравитационном поле Земли.

Все геометрическое пространство установки разбито на элементарные объемы, образованные плоскостями и цилиндрическими поверхностями. В каждом элементарном объеме при помощи параметрического решения уравнений движения и уравнений поверхностей находятся времена t пересечения траектории нейтрона с образующими объем поверхностями. Искомая точка пересечения соответствует наименьшему положительному значению t , подставив которое в уравнения движения, мы получаем координаты и вектор скорости в момент пересечения границы объема. Пересечение траекторией нейтрона границы объема означает либо соударение со стенкой, либо переход в другой объем.

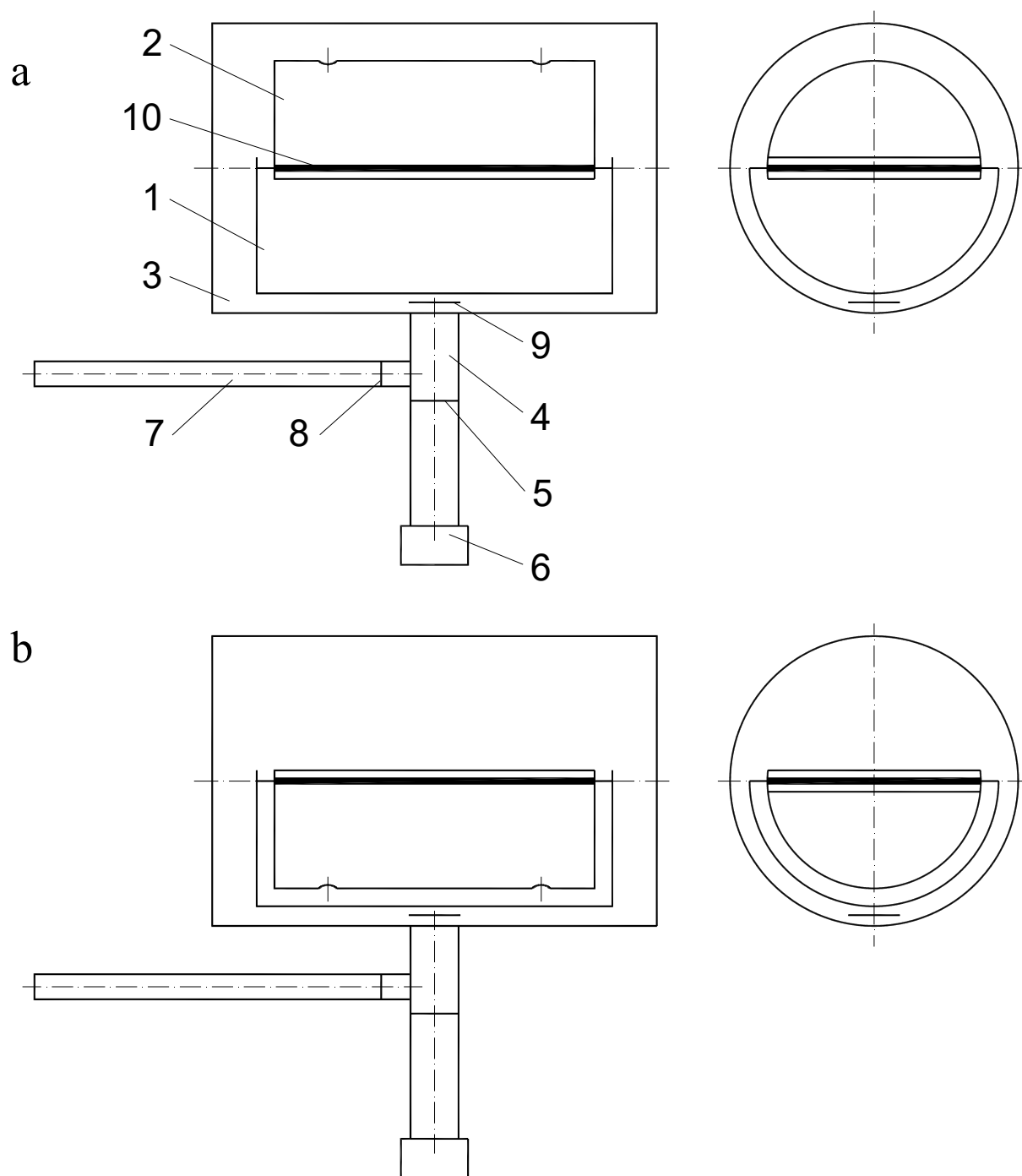


Рисунок 5.4. Расчетная схема экспериментальной установки: 1 – ловушка УХН; 2 – вставка; 3 – вакуумный объем; 4 – нейтроновод выпуска УХН из ловушки; 5 – затвор нейтроновода выпуска УХН; 6 – детектор УХН; 7 – нейтроновод наполнения ловушки УХН; 8 – затвор нейтроновода наполнения УХН; 9 – тепловой экран; 10 – поглотитель. а – измерения без вставки, б – измерения со вставкой.

Ловушка УХН представляет собой горизонтальную цилиндрическую поверхность, которая вращается вокруг своей оси. Это существенно упрощает задачу моделирования, так как границы элементарных объемов при движении нейтрона не меняются. При пересечении нейтроном границы объема определяется в зависимости от временного графика эксперимента была ли там стенка (происходит отражение) или нет (происходит переход в другой элементарный объем). Поворот на 90° ловушка совершает за 45 с. Аналогичным образом моделируется работа затворов (5) и (8).

История нейтрона заканчивается если выполняется одно из следующих условий:

- 1) происходит бета-распад нейтрона;
- 2) нейтрон возвращается обратно в источник УХН;
- 3) происходит потеря нейтрона из-за превышения граничной скорости материала стенки;
- 4) происходит потеря нейтрона при соударении со стенкой;
- 5) происходит поглощение нейтрона титановым поглотителем;
- 6) нейтрон попадает в детектор УХН.

При начале расчета нейтронной истории происходит розыгрыш времени, через которое произойдет его бета-распад, по экспоненциальному закону в соответствии с заданным в программе временем жизни нейтрона (τ_{n0}). При движении данного нейтрона в установке считается время его существования и, если оно превышает время до его бета-распада, то история заканчивается.

При заполнении установки нейтронами возможен вариант, что нейтрон не достигает ловушки и покидает установку через нейтроновод (7). При этом считается, что нейтрон вернулся обратно в источник УХН и нейтронная история заканчивается.

При каждом соударении нейтрона со стенкой определяется проекция его скорости на нормаль к поверхности. Если эта величина превышает граничную

скорость материала стенки, то нейтронная история заканчивается. Нейтронотводы (4) и (7) выполнены из нержавеющей стали с граничной скоростью 6.2 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. Поверхности ловушки (1), вставки (2) и вакуумного объема (3) покрыты полимером фомблин гризь UT-18 с граничной скоростью 4.85 м/с и коэффициентом потерь $8 \cdot 10^{-6}$. Отражения нейтронов от стенок нейтронотводов являются в основном зеркальными, вероятность диффузного отражения составляет 0.7 %. Этот параметр получен из экспериментальных данных по пропусканию нейтронотводов [123]. При отражении УХН от стенок ловушки, вставки и вакуумного объема вероятность диффузного отражения составляет 10 %. При диффужном отражении использовался закон Ламберта, т.е. вероятность отражения под углом α к нормали к поверхности пропорциональна $\cos\alpha$.

При каждом соударении нейтрона со стенкой, когда проекция его скорости на нормаль не превышает граничную скорость материала, вычисляется вероятность его потери по формуле (5.7). Далее, с учетом вероятности потери случайным образом определяется: заканчивается нейтронная история или нет.

Титан обладает большим сечением захвата нейтронов. Вероятность поглощения нейтрона титановым поглотителем зависит от энергии нейтрона. Энергетическая зависимость вероятности поглощения нейтрона титаном взята из [124]. Коэффициент отражения определяется по формуле

$$R = \frac{E_{\perp} - \sqrt{E_{\perp} \sqrt{2\alpha - 2(V - E_{\perp})} + \alpha}}{E_{\perp} + \sqrt{E_{\perp} \sqrt{2\alpha - 2(V - E_{\perp})} + \alpha}}, \quad (5.15)$$

где $\alpha = \sqrt{(V - E_{\perp})^2 + W^2}$, E_{\perp} – нормальная составляющая энергии нейтрона, $V = -50.2$ нэВ, $W = 0.04$ нэВ.

При открытом затворе (5) нейтронотвода выпуска УХН (4) нейтроны могут попасть в регистрирующий детектор (6). При этом фиксируется время регистрации и энергия нейтрона. Затем полученная временная диаграмма

может быть сравнена с экспериментальной.

Создана модель эксперимента [125] и методом Монте-Карло произведено моделирование. В расчете смоделирован весь экспериментальный процесс и проведена обработка данных – так же, как это планируется сделать в эксперименте. В модели закладывается конкретное значение времени жизни нейтрона τ_{n0} , затем моделируется процесс измерений и проводится обработка данных так же, как в эксперименте. В результате экстраполяции получается измеренное значение времени жизни нейтрона, которое затем сравнивается с τ_{n0} , и делается вывод о систематической ошибке.

5.3. Моделирование без поглотителя

Процесс измерений (его параметры представлены в Таблице 5.1) состоит в следующем. Сначала объем (3) в течение 300 с наполняется нейтронами из источника через нейтроновод (7) при открытом затворе (8). При этом затвор (5) закрыт. При наполнении объема (3) ловушка УХН находится в верхнем положении (угол поворота $\theta = 180^\circ$). В конце процесса наполнения ловушка поворачивается вниз, и происходит захват УХН. Ловушка останавливается в положении $\theta = 15^\circ$, закрывается затвор (8) нейтроновода наполнения, открывается затвор (5) нейтроновода выпуска, и начинается процесс мониторинга, который занимает 500 с. Во время мониторинга ловушка очищается от нейтронов, энергия которых превышает гравитационный барьер при удержании. Затем она поворачивается в положение удержания $\theta = 0^\circ$. Удержание проводилось с временами $t_1 = 300$ с или $t_2 = 2000$ с. После удержания происходит 4 последовательных поворота ловушки ($\theta_1 = 19^\circ$, $\theta_2 = 24^\circ$, $\theta_3 = 33^\circ$, $\theta_4 = 180^\circ$, время нахождения в каждом положении – 200 с) для слива УХН на детектор (6).

Таблица 5.1. Параметры измерительного процесса.

Цикл	t , с	θ , градус	E_{trap}^1 , нЭВ
Наполнение	300	180	0
Мониторирование	500	15	61.6
Удержание	300; 2000	0	80.4
Слив 1	200	19	56.5
Слив 2	200	24	50.5
Слив 3	200	33	40.1
Слив 4	200	180	0

¹ E_{trap} – гравитационный барьер для УХН в ловушке при ее заданном повороте.

Вставка (2) все время повернута вверх во время измерений без вставки. Во время измерений со вставкой она поворачивается вместе с ловушкой. На дне вставки сделаны два отверстия диаметром 0.1 м, которые необходимы для проведения напыления фомблина на ловушку, когда вставка находится в верхнем положении. Также благодаря этим отверстиям улучшен обмен УХН между внутренним объемом вставки и зазором между вставкой и ловушкой.

В результате моделирования получены временные диаграммы счета детектора (Рисунок 5.5). Обработка данных проводится в соответствии с экспериментальной процедурой. Т.е. определяется число нейтронов N_1 зарегистрированных детектором после времени удержания $t_1 = 300$ с и N_2 для времени удержания $t_2 = 2000$ с. Далее вычисляется эффективная частота соударений (γ) УХН со стенками ловушки (ловушки и вставки) для различных участков спектра. Указанные выше углы поворота ловушки соответствуют положению края ловушки относительно ее дна ($h_1=55.2$ см, $h_2=49.3$ см, $h_3=39.1$ см, $h_4=0$ см) или минимальной энергии нейтрона, необходимой для

вылета из ловушки ($E_1=56.5$ нэВ, $E_2=50.5$ нэВ, $E_3=40.1$ нэВ, $E_4=0$ нэВ). Реальный энергетический интервал зарегистрированных УХН при каждом сливе может быть выявлен из МК расчетов. При вычислении эффективной частоты соударений использовались спектры УХН при сливах, полученные в данном МК-моделировании (Рисунок 5.6). В расчетах учитывалось то обстоятельство, что при соударениях на разной высоте от дна ловушки нейтроны имели разную энергию.

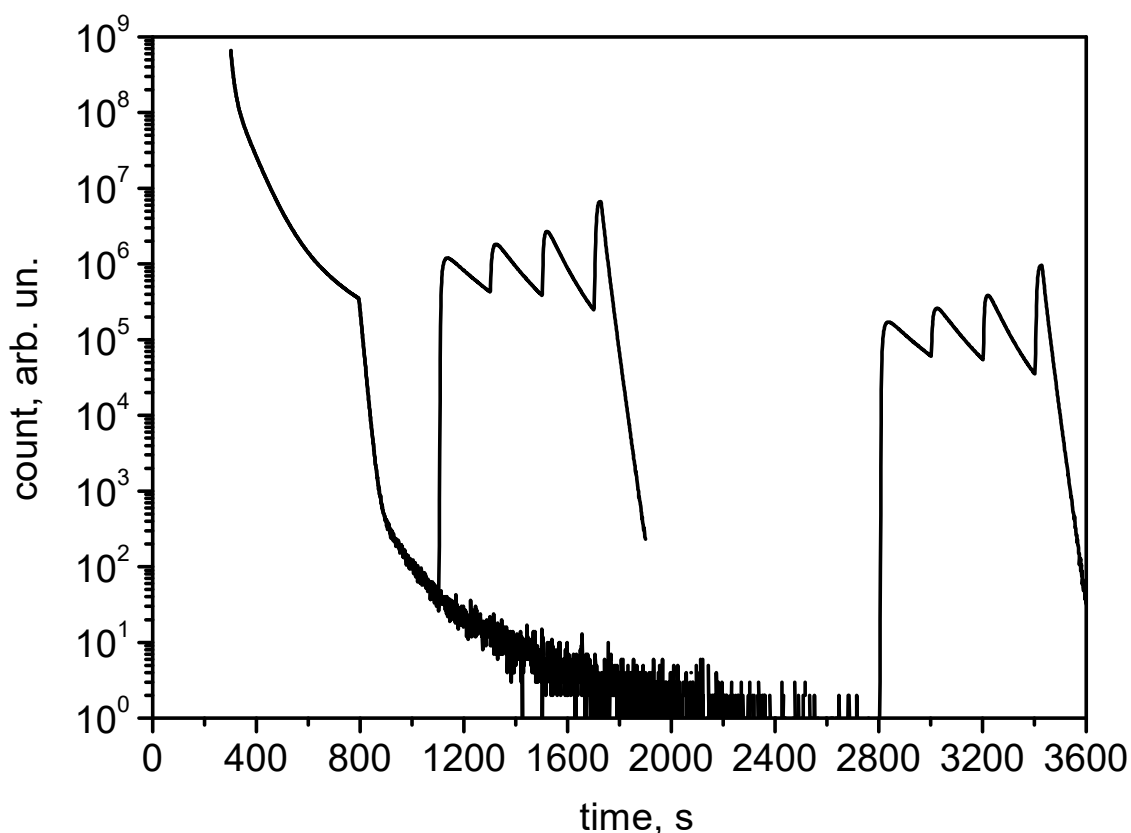


Рисунок 5.5. Временная диаграмма счета детектора для двух времен удержания 300 с и 2000 с. Измерения без вставки и со вставкой графически неразличимы в логарифмическом масштабе. Уровень фона подтекающих нейтронов во время первого измерения (300 с) составляет $\sim 10^{-5}$ по отношению к эффекту.

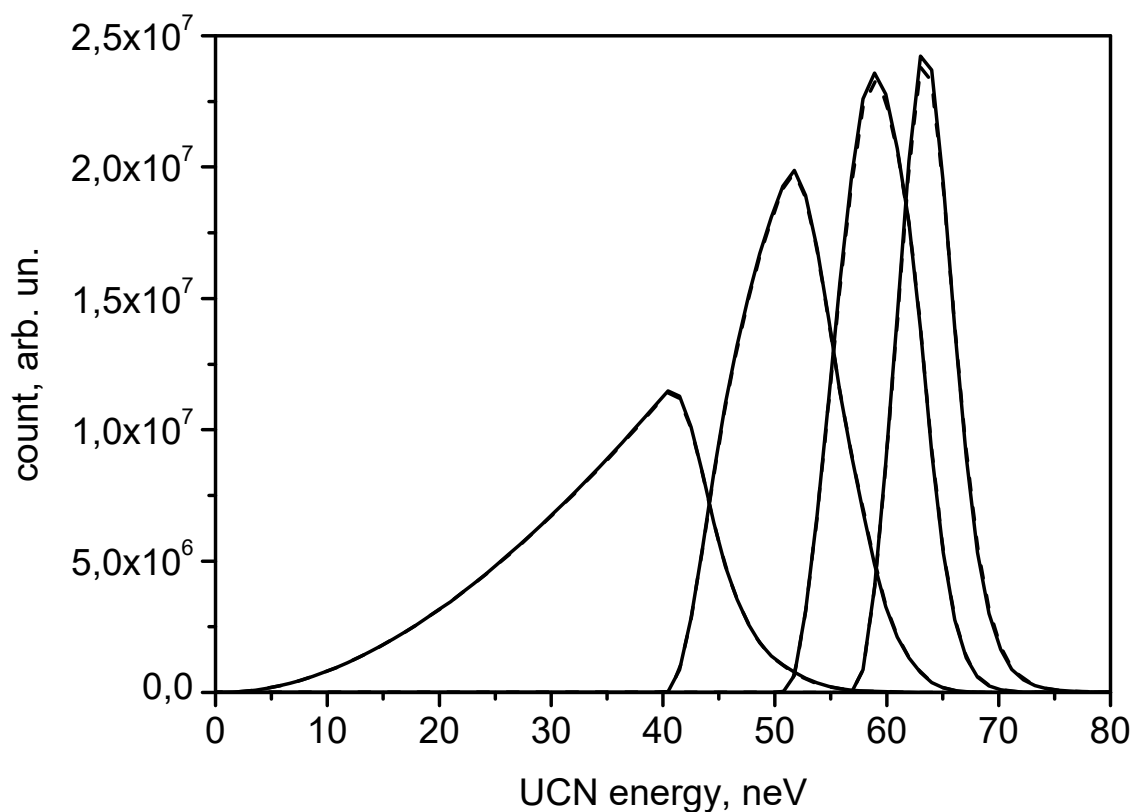


Рисунок 5.6. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания. Сплошная линия – измерения без вставки, штриховая линия – измерения со вставкой.

Экстраполяция полученных времен хранения (τ_{st}) ко времени жизни нейтрона показана на Рисунке 5.7. В результате экстраполяции получены следующие отклонения от значения времени жизни нейтрона, заложенного в модели: (0.05 ± 0.54) с при измерениях без вставки, (-0.16 ± 0.32) с при измерениях со вставкой, (-0.05 ± 0.10) с при совместной экстраполяции. Точность измерений при совместной экстраполяции выше пропорционально увеличению базы экстраполяции. Таким образом, принятое в модели время жизни нейтрона воспроизведено с точностью 0.1 с [126]. Эта ошибка может быть принята как систематическая неопределенность метода размерной экстраполяции из-за использования расчетного значения γ .

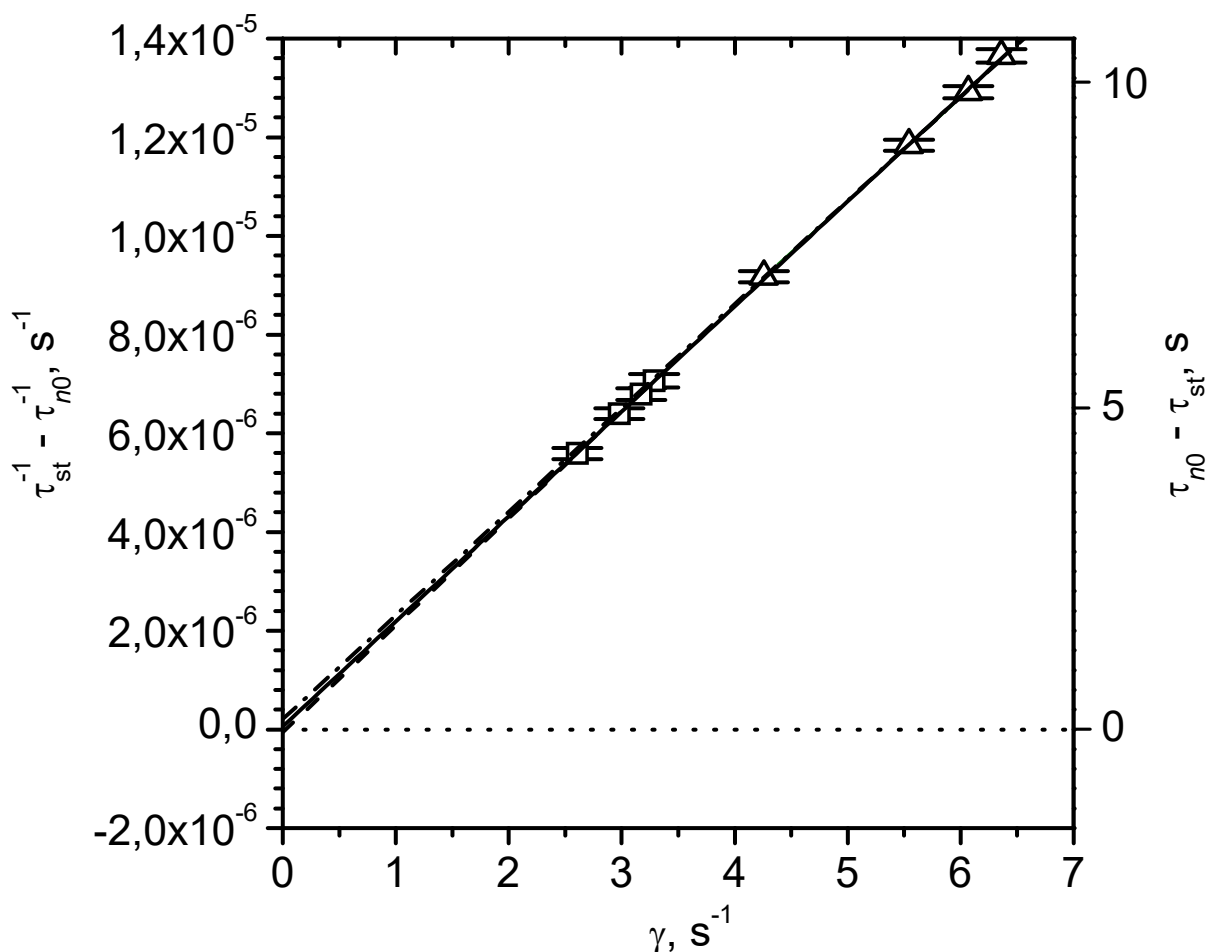


Рисунок 5.7. Экстраполяция ко времени жизни нейтрона. Результаты расчета: □ – измерения без вставки; Δ – измерения со вставкой. Экстраполяция: штриховая линия – измерения без вставки; штрих-пунктирная линия – измерения со вставкой; сплошная линия – совместная экстраполяция.

При изготовлении установки было необходимо изучить влияние на ее работу различных элементов конструкции: теплового экрана, высоты вставки, уголка на боковой поверхности ловушки (Рисунок 5.8). Для изучения их влияния были проведены соответствующие расчеты.

Температура ловушки УХН составляет $-(170-190)$ °С. Тепловой экран необходим для защиты ловушки от теплового излучения из нейтронновода выпуска УХН. Смоделировано два вида тепловых экранов: «шеvron» и «грибок» (Рисунок 5.8).

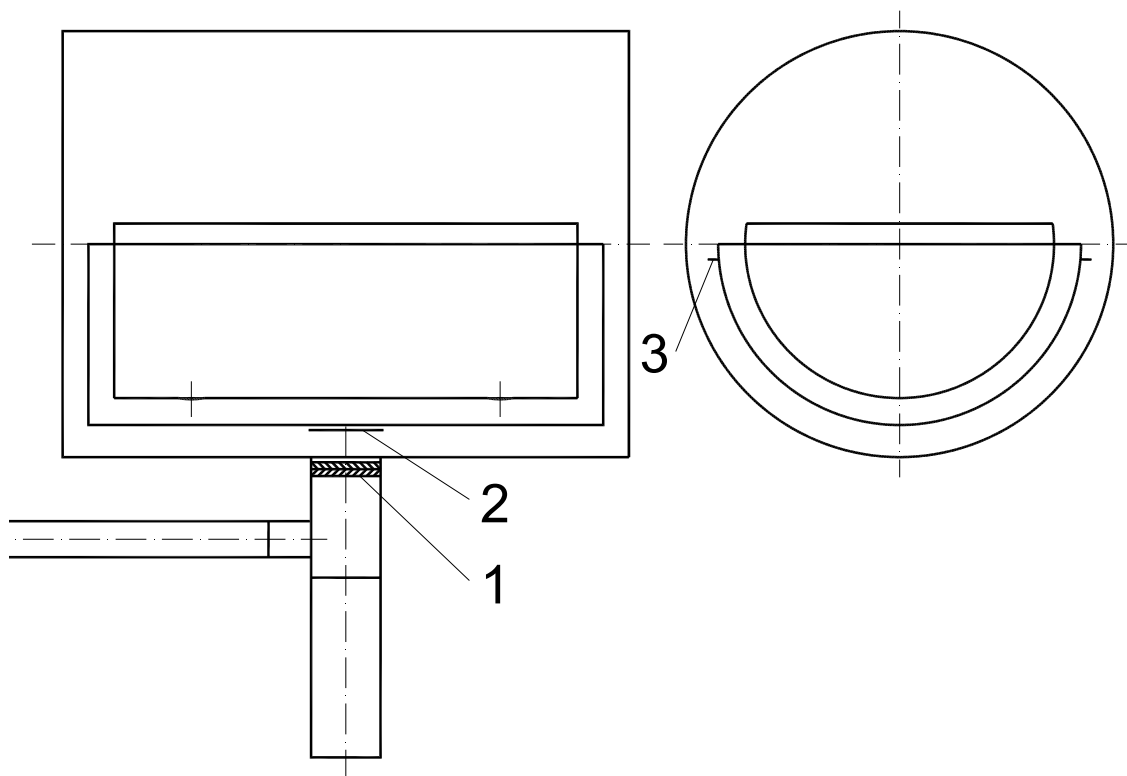


Рисунок 5.8. Расчетная схема экспериментальной установки с конструктивными элементами: 1 – тепловой экран «шеvron»; 2 – тепловой экран «грибок»; 3 – уголок жесткости.

Результаты показали, что экран типа «шеvron» сильно затрудняет выпуск УХН, что приведет к систематической ошибке (Рисунок 5.9). Эта ошибка связана с тем, что после короткого времени удержания остаются недослитые нейтроны, которые добавятся к счету детектора после первого слива. Это увеличит τ_{st}^{-1} для первого слива на 0.64 % и сделает экстраполяцию невозможной.

Экран типа «грибок» можно расположить в непосредственной близости ко дну ловушки, и он, таким образом, не будет влиять на выпуск УХН. Однако при наличии уголка (3) на боковой поверхности ловушки экран должен быть отодвинут, чтобы уголок не задевал его при вращении ловушки. В этом случае выпуск УХН замедляется из-за уменьшения зазора между экраном и нейтроноводом выпуска, что приведет к систематической ошибке, аналогичной

варианту с экраном «шеvron», с увеличением τ_{st}^{-1} для первого слива на 2.5 стандартные ошибки. Чтобы решить эту проблему, можно уменьшить размер уголка или сделать в нем вырез таким образом, чтобы он не задевал экран.

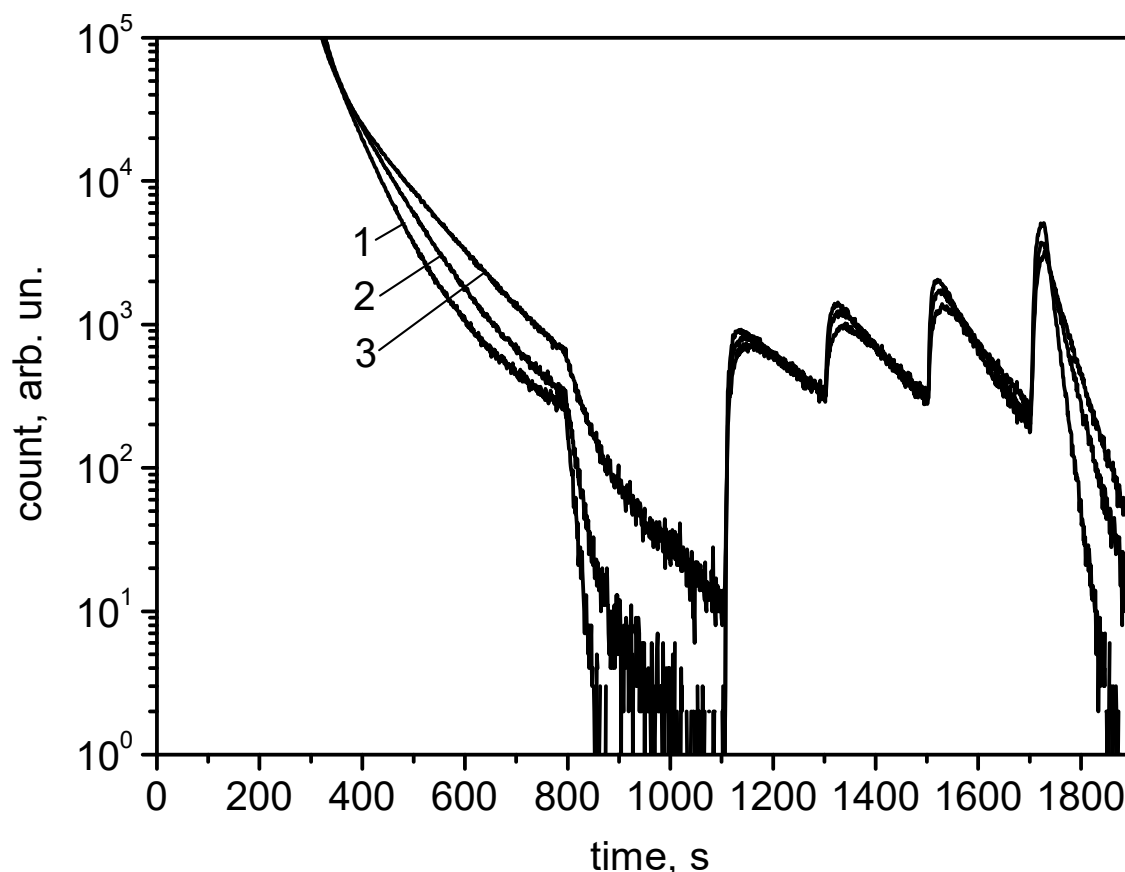


Рисунок 5.9. Временная диаграмма счета детектора с разными тепловыми экранами: 1 – тепловой экран «грибок» на высоте 10 см от дна вакуумного объема (кривая фактически совпадает с кривой вытекания без теплового экрана); 2 – тепловой экран «грибок» на высоте 6 см; 3 – тепловой экран «шеvron». Измерения без вставки.

В конструкции установки возможны различные варианты высоты вставки и ее поворота при измерениях. Для исследования этого вопроса были проведены расчеты нескольких конфигураций (Рисунок 5.10): вставка ниже ловушки; вставка выше ловушки; вставка и ловушка одинаковой высоты; вставка остается неподвижной при сливах; вставка остается неподвижной при сливах

(во вставке сделаны дополнительные отверстия); вставка поворачивается на больший угол, чем ловушка.

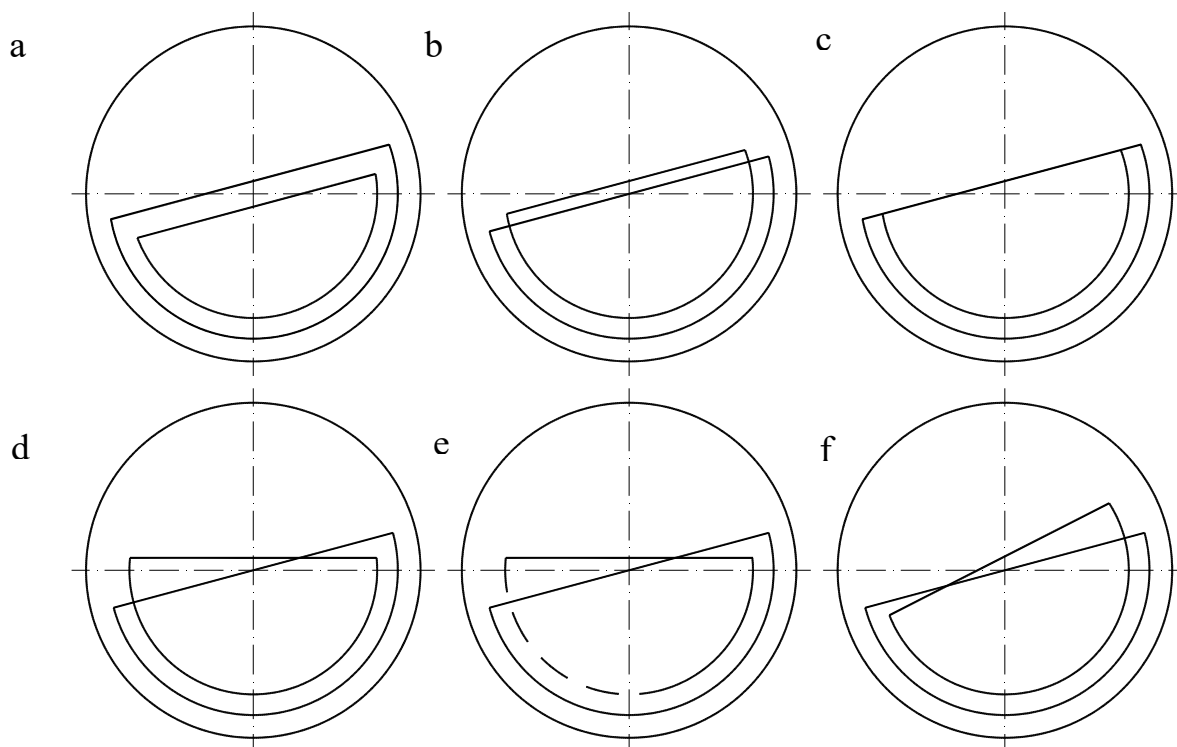


Рисунок 5.10. Схемы с разными вариантами вставки: а – вставка ниже ловушки; б – вставка выше ловушки; с – вставка и ловушка одинаковой высоты; д – вставка остается неподвижной при сливах; е – вставка остается неподвижной при сливах (во вставке сделаны дополнительные отверстия); ф – вставка поворачивается на больший угол, чем ловушка.

Проведенные расчеты показали, что для схем, представленных на Рисунке 5.10(б-е), мы имеем замедление вытекания УХН при измерениях со вставкой. Этот эффект малозаметен на кривых вытекания, но виден на графиках спектров сливов. Если такое отличие спектров не учитывается при вычислении γ , то это приводит к систематической ошибке ~ 0.05 с при экстраполяции измерений со вставкой. Спектры для схем, показанных на Рисунке 5.10(б-е), выглядят аналогичным образом. Спектры при измерениях по схеме (ф) аналогичны спектрам при измерениях по схеме (а), которые показаны

на Рисунке 5.6. Таким образом, можно сделать вывод о том, что, поворачивая вставку на больший угол, чем ловушку, мы получаем ситуацию, при которой боковая кромка вставки становится всегда ниже боковой кромки ловушки. При этом мы будем иметь параметры вытекания УХН из ловушки, аналогичные варианту, когда вставка ниже ловушки.

Указанные особенности вытекания не приведут к систематической ошибке, так как для вычисления γ будут использоваться МК-спектры, посчитанные для конкретной схемы.

Так как вставка и ловушка представляют собой тонкостенные обечайки, то, чтобы избежать деформаций в их конструкции, необходимо иметь ребра жесткости. Для этого снаружи боковой поверхности прикрепляется профиль в форме уголка (3) (Рисунок 5.8). Уголок, прикрепленный к ловушке УХН, уменьшает зазор между ловушкой и вакуумным объемом. Это замедляет вытекание УХН из ловушки. Были проведены расчеты с размером уголка 2–8 см. Они показали, что эффект малозаметен на кривых вытекания, но виден на графиках спектров сливов. Если такое отличие спектров не учитывается при вычислении γ , то это приводит к систематической ошибке ~ 0.01 с при экстраполяции измерений без вставки.

Для того чтобы указанный эффект не привел к систематической ошибке, для вычисления γ будут использоваться МК-спектры, посчитанные для конкретной конфигурации установки.

5.4. Использование поглотителя в эксперименте

Рассмотрим эффект от использования поглотителя в эксперименте на примере измерений с одним сливом. Параметры измерительного процесса показаны в Таблице 5.2. Временная диаграмма счета детектора УХН показана

на Рисунке 5.11. В результате можно построить размерную экстраполяцию по двум точкам.

Таблица 5.2. Параметры измерительного процесса для измерений с 1 сливом без поглотителя.

Цикл	t , с	θ_{trap} , градус	E_{trap} , нЭВ
Наполнение	200	90	0
Мониторирование	500	15	53.2
Удержание	300; 1600	0	71.7
Слив 1	400	90	0

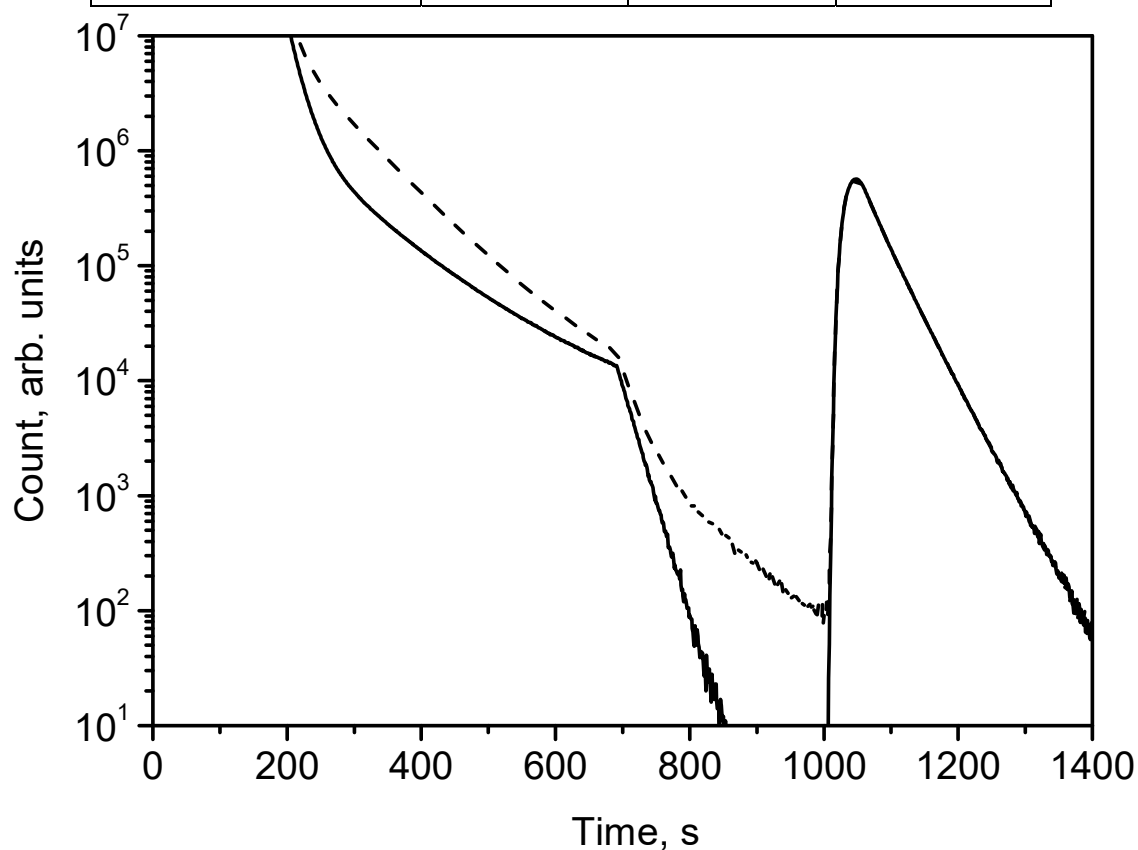


Рисунок 5.11. Временная диаграмма для измерений без вставки с мониторингом: штриховая линия – без поглотителя, сплошная линия – с неподвижным поглотителем.

Проблема измерений с мониторингом состоит в том, что при очистке спектра от нейтронов, энергия которых превышает гравитационный барьер при удержании $E_{\text{trap}}=71.7$ нэВ, происходит также и вытекание из ловушки нейтронов с меньшей энергией в диапазоне $E_{\text{trap}}=53.2-71.7$ нэВ. Так же за время мониторинга 500 с происходит существенное уменьшение количества УХН в ловушке из-за бета-распада и потерь при соударениях со стенками.

В экспериментах с УХН широко применяются поглотители нейтронов из разных материалов. В эксперименте с гравитационной ловушкой вставка поворачивается в положение вверх или низ, но остается неподвижной при заданном типе измерений (со вставкой или без вставки). Благодаря этому, поглотитель в виде плоского листа может быть размещен по оси установки и жестко прикреплен к вставке – позиция (10) на Рисунке 5.4. В дальнейших расчетах габариты поглотителя были выбраны по размеру вставки, т.е. 1.8 x 1.2 м. Следующий расчет был проведен с параметрами измерений из Таблицы 5.2 и неподвижным поглотителем, расположенным горизонтально. В этом варианте поглощаются нейтроны с энергией $E_{\text{trap}} > 71.7$ нэВ. Из полученных результатов видно, что с поглотителем очистка спектра происходит более эффективно. При измерениях без поглотителя виден эффект недомониторирования, который состоит в том, за время короткого удержания продолжается вытекание из ловушки нейтронов с энергией выше гравитационного барьера при удержании. Это создает дополнительную разность в счетах детектора после короткого и длинного времен удержания, что может привести к систематической ошибке. При измерениях с поглотителем счет детектора за время короткого удержания обусловлен только вытеканием нейтронов, оставшихся после мониторинга во внешнем объеме (3).

При условии использования поглотителя возможна процедура измерений без процесса мониторинга. Вариант такого расчета показан на

Рисунке 5.12. При этом после наполнения идет короткое удержание для очистки от УХН внешнего объема. За счет исключения мониторингования увеличено количество нейтронов при сливе.

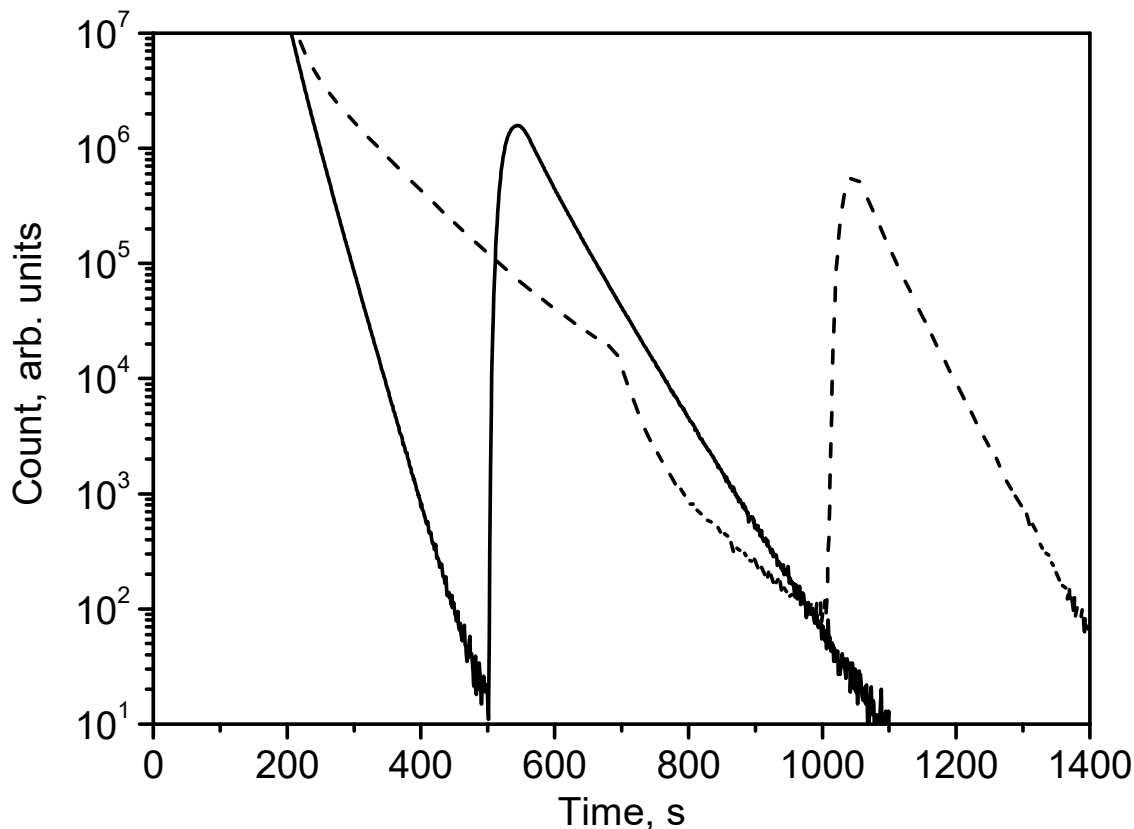


Рисунок 5.12. Временная диаграмма для измерений без вставки: штриховая линия – с мониторингом без поглотителя, сплошная линия – без мониторингования с неподвижным поглотителем

Более детальное изучение процесса поглощения показало, что нейтроны с небольшим превышением энергии необходимой для достижения поверхности поглотителя могут оставаться в ловушке довольно долго (Рисунок 5.13). Далее было проведено моделирование с 4 сливами без мониторингования с фиксацией количества поглощенных нейтронов. Параметры измерительного процесса с 4 сливами показаны в Таблице 5.3. Временная диаграмма измерений показана на Рисунке 5.14. Пунктирной линией показаны счета детектора УХН, сплошной линией – количество поглощенных нейтронов после короткого и длинного

удержания. Видно, что процесс поглощения не заканчивается к моменту начала сливов при коротком удержании. Это приведет к систематической ошибке аналогичной недомониторированию.

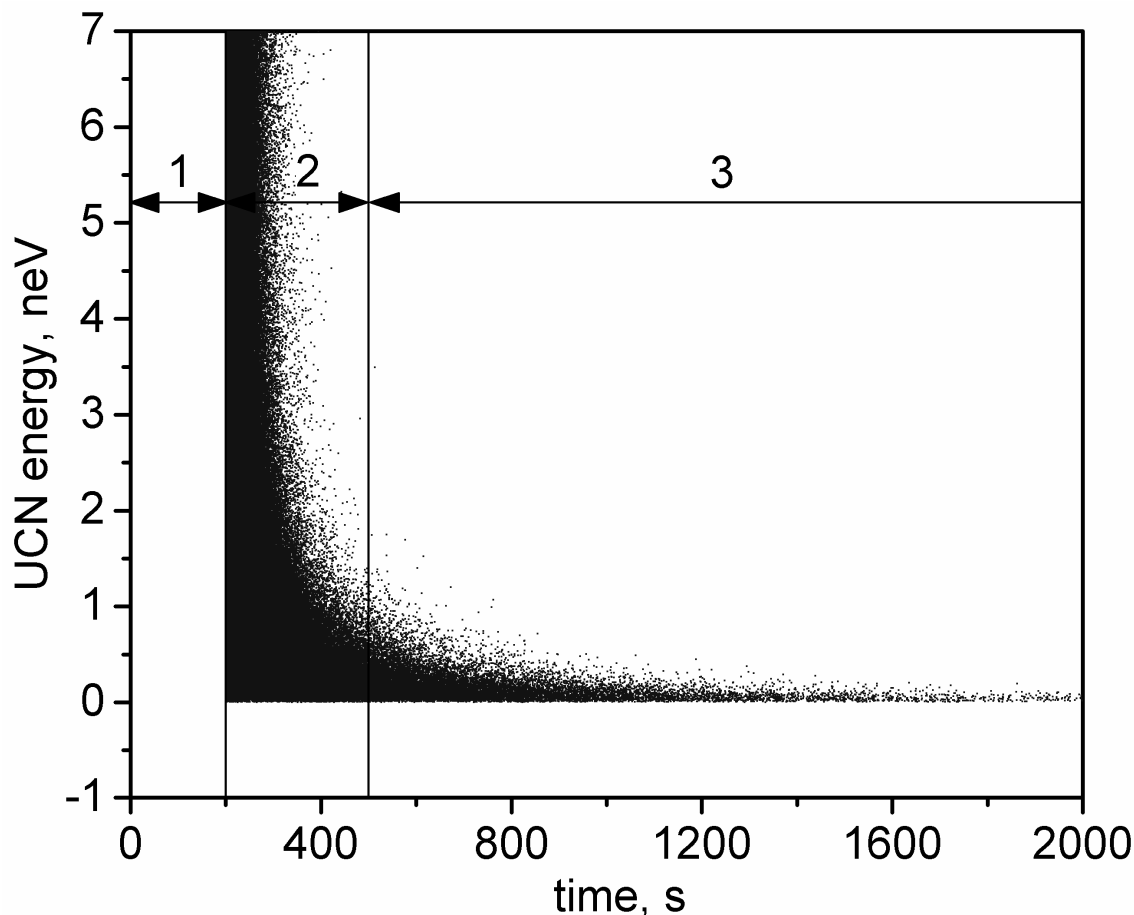


Рисунок 5.13. Временная диаграмма, показывающая энергию нейтронов на поверхности поглотителя при единичных событиях поглощения. Неподвижный поглотитель расположен горизонтально. Циклы временной диаграммы: 1 – наполнение, 2 – очистка, 3 – удержание.

Решением проблемы, связанной с длительным поглощением, является подъем поглотителя перед процессом удержания УХН в ловушке. Более низкое положение поглотителя уменьшит количество УХН во время удержания, но избавит от систематического эффекта, связанного с поглощением УХН во время удержания.

Таблица 5.3. Параметры измерительного процесса для измерений с 4 сливами с неподвижным поглотителем.

Цикл	t , s	θ_{trap} , degree	E_{trap} , neV
Наполнение	200	90	0
Очистка	300	0	71.7
Удержание	0; 1700	0	71.7
Слив 1	200	12	56.7
Слив 2	200	17	50.7
Слив 3	200	26	40.3
Слив 4	300	90	0

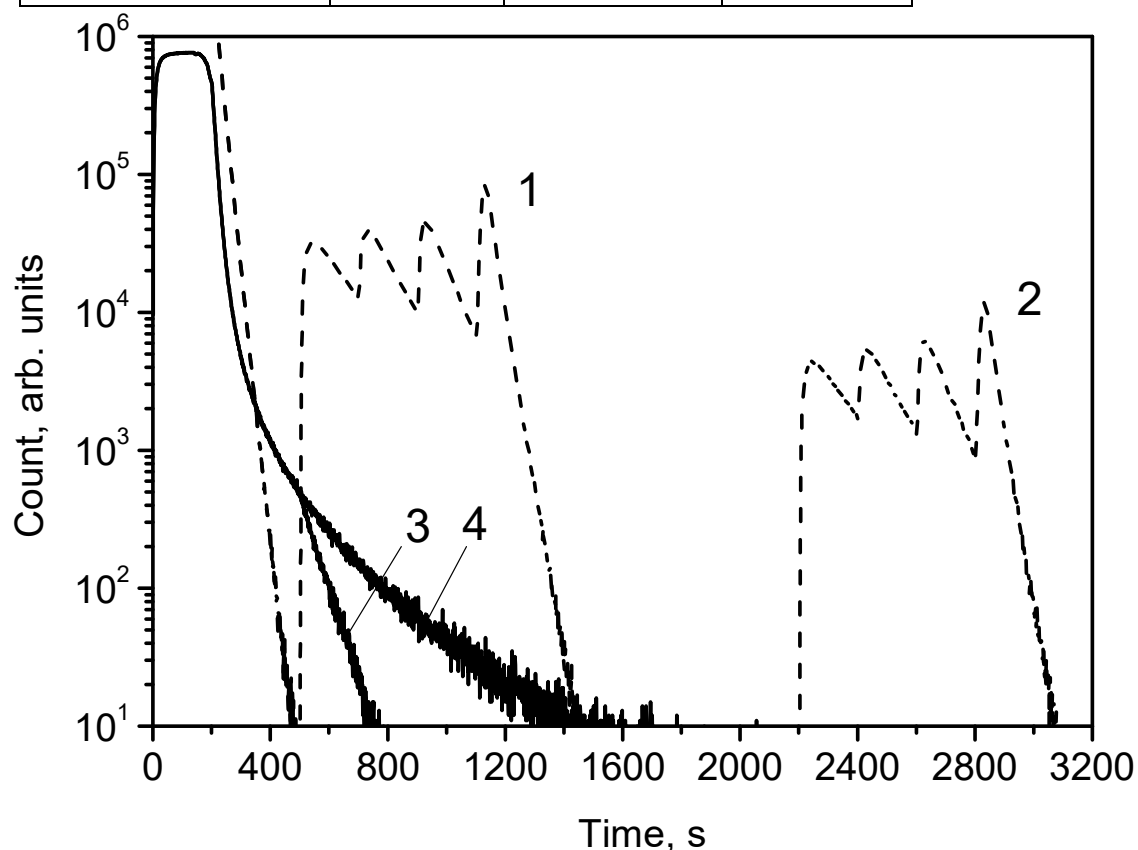


Рисунок 5.14. Временная диаграмма для измерений с 4 сливами без вставки. Пунктирные линии – счета детектора УХН после короткого (1) и длинного (2) удержания. Сплошные линии – количество нейтронов, поглощенных поглотителем после короткого (3) и длинного удержания (4).

Менять положение поглотителя по высоте можно за счет поворота вставки на некоторый угол. Такое решение эффективно с конструкторской точки зрения, но при повороте поглотителя будет работать не вся его плоскость, а только нижний край. На Рисунке 5.15 представлена временная диаграмма, показывающая вертикальную координату точек поглощения нейтронов на поверхности поглотителя при единичных событиях поглощения. Неподвижный поглотитель повернут таким образом, что его нижний край опускается на 5 см ниже оси ловушки ($\theta_{\text{abs}} = 4.78^\circ$). Видно, что процесс поглощения прекратится после возврата поглотителя в горизонтальное положение после очистки ($z = 0$).

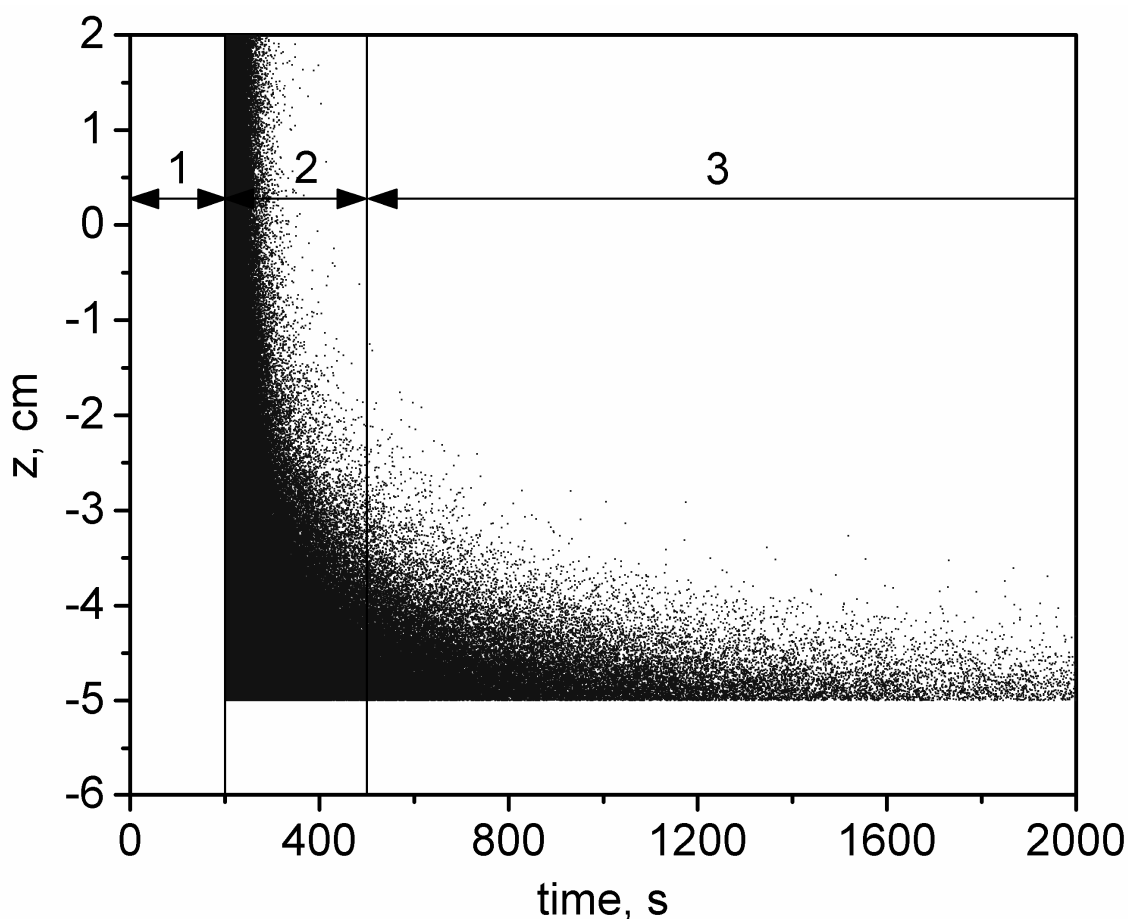


Рисунок 5.15. Временная диаграмма, показывающая вертикальную координату точек поглощения нейтронов на поверхности поглотителя при единичных событиях поглощения. Неподвижный поглотитель повернут на угол $\theta_{\text{abs}} = 4.78^\circ$. Циклы временной диаграммы: 1 – наполнение, 2 – очистка, 3 – удержание.

В следующих расчетах поглотитель находился в повернутом положении во время процессов наполнения и очистки, а перед удержанием он возвращался в горизонтальное положение. Полученный спектр УХН при измерениях с 1 сливом показан на Рисунке 5.16. Видно, что при измерениях с поворотным поглотителем мы получаем очистку спектра от нейтронов с $E_{\text{trap}} > 71.7$ нэВ. Так же на Рисунке 5.16 показан спектр УХН при измерениях с мониторингом без поглотителя. Видно, что использование в конструкции установки поглотителя позволит увеличить количество хранящихся в ловушке УХН в ~ 3 раза.

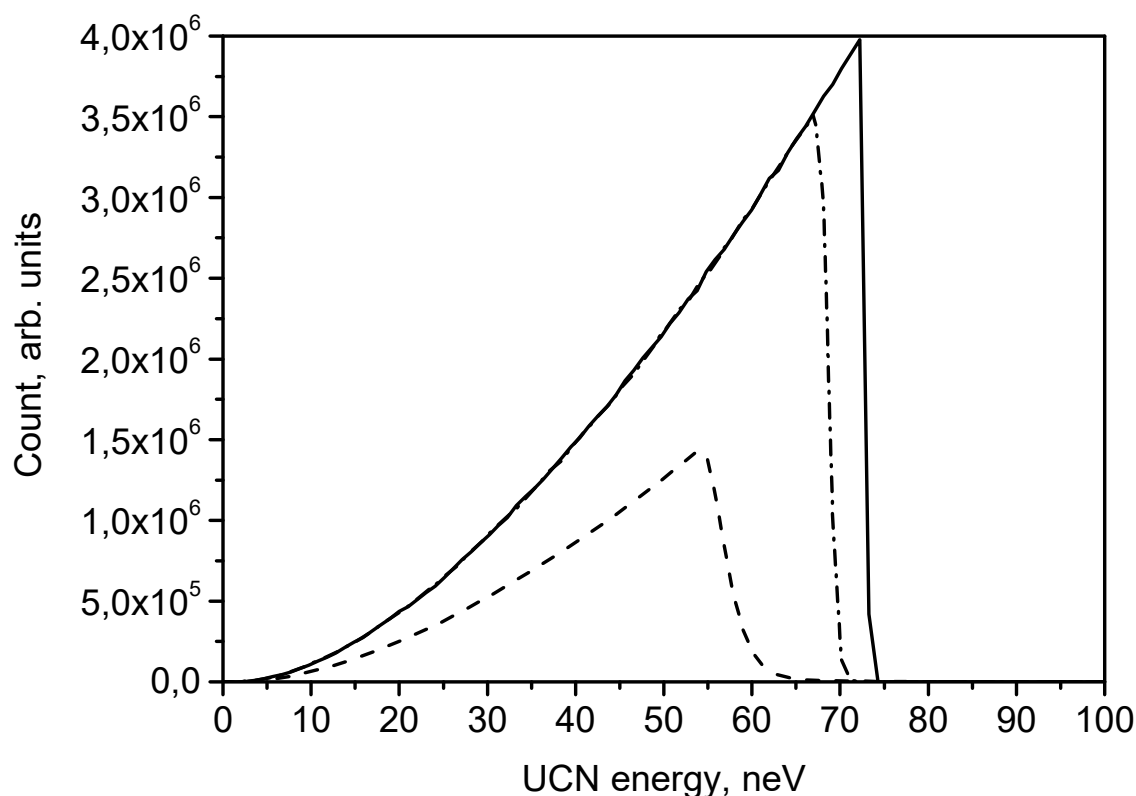


Рисунок 5.16. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания для измерений с 1 сливом без вставки. Штриховая линия – без поглотителя с мониторингом. Измерения без мониторинга: сплошная линия – с неподвижным поглотителем, штрих-пунктирная линия – с поворотным поглотителем.

5.5. Моделирование эксперимента с поглотителем без мониторинга

Далее для установки с поворотным поглотителем был смоделирован весь экспериментальный процесс и проведена обработка данных – так же, как это планируется сделать в эксперименте.

Параметры измерительного процесса показаны в Таблице 5.4. Временная диаграмма показана на Рисунке 5.17. Штриховой линией показано количество нейтронов поглощенных поглотителем. Как видно из Рисунка 5.17, после поворота поглотителя процесс поглощения прекращается.

Таблица 5.4. Параметры измерительного процесса для измерений с 4 сливами с поворотным поглотителем.

Цикл	t , с	θ_{trap} , градус	θ_{abs} , градус	E_{trap} , нЭВ
Наполнение	200	90	4.78	0
Очистка	300	0	4.78	71.7
Удержание	0; 1700	0	0	71.7
Слив 1	200	12	0	56.7
Слив 2	200	17	0	50.7
Слив 3	200	26	0	40.3
Слив 4	300	90	0	0

Обработка данных проводится в соответствии с экспериментальной процедурой. При вычислении эффективной частоты соударений использовались спектры УХН при сливах, полученные в данном МК-моделировании (Рисунок 5.18).

Экстраполяция полученных времен хранения (τ_{st}) ко времени жизни нейтрона показана на Рисунке 5.19. В результате экстраполяции получены

следующие отклонения от значения времени жизни нейтрона, заложенного в модели: (-0.17 ± 0.53) с при измерениях без вставки, (-0.03 ± 0.33) с при измерениях со вставкой, (-0.07 ± 0.10) с при совместной экстраполяции. Точность измерений при совместной экстраполяции выше пропорционально увеличению базы экстраполяции. Таким образом, принятое в модели время жизни нейтрона воспроизведено с точностью 0.1 с [127]. Эта ошибка может быть принята как систематическая неопределенность метода размерной экстраполяции из-за использования расчетного значения γ .

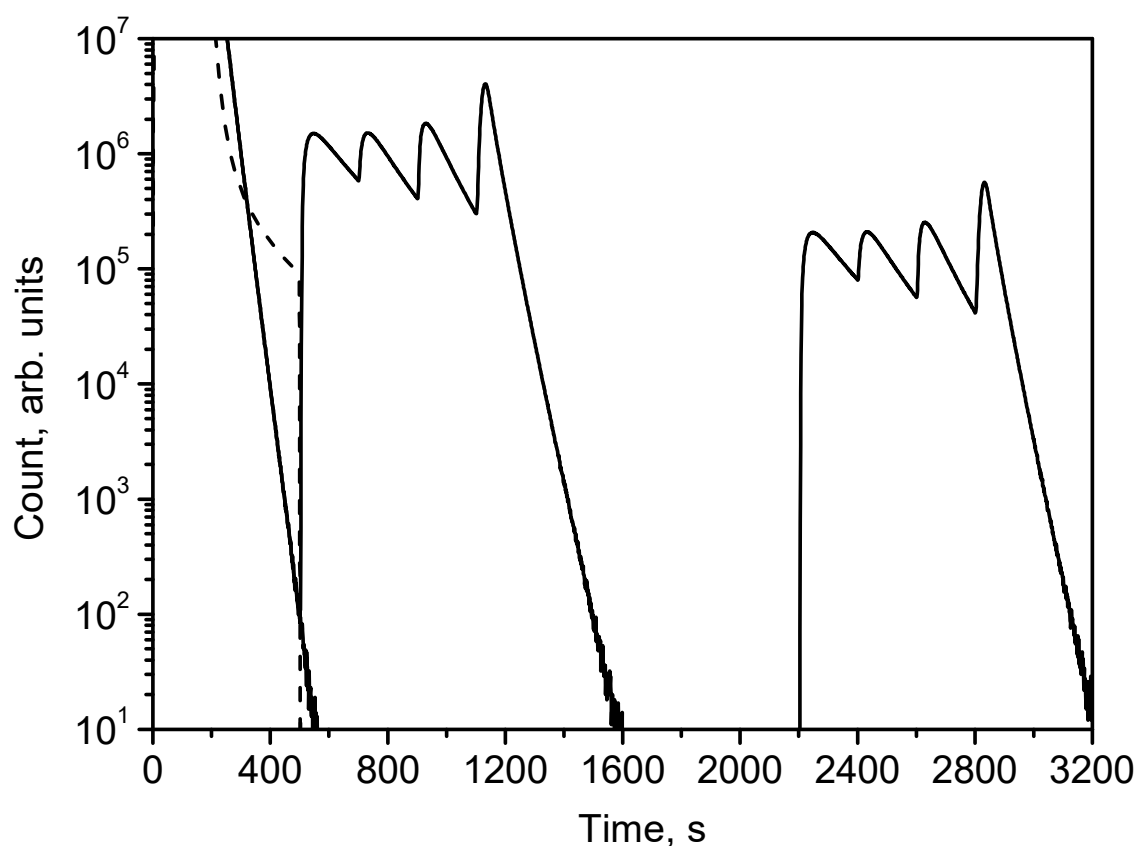


Рисунок 5.17. Временная диаграмма счета детектора для двух времен удержания 0 с и 1700 с. Измерения без вставки и со вставкой графически неразличимы в логарифмическом масштабе. Штриховая линия – количество нейтронов, поглощенных поглотителем.

Ловушка и вставка в эксперименте изготовлены из меди (граничная скорость 5.6 м/с, коэффициент потерь $3 \cdot 10^{-4}$). Однако сечение захвата

нейтронов на меди довольно велико, поэтому было решено покрыть её фомблиновой смазкой марки UT-18 производства компании Solvay. Для исследования вопроса о наличии пробелов в напылении были проведены измерения времени хранения нейтронов с титановыми ловушкой и вставкой, покрытых фомблином. Титан практически не отражает УХН из-за отрицательной длины рассеяния нейтронов, а значит, любые изменения покрытия при охлаждении или отогреве становились бы хорошо заметными. По результатам измерений сделан вывод о том, что в эксперименте величина ненапыленной поверхности не превышает 0.1%. Было проведено моделирование с принятием во внимание возможного наличия ненапыленной поверхности. Результаты расчета показаны на Рисунке 5.19. Для всех смоделированных вариантов время жизни нейтрона воспроизведено с точностью 0.1 с.

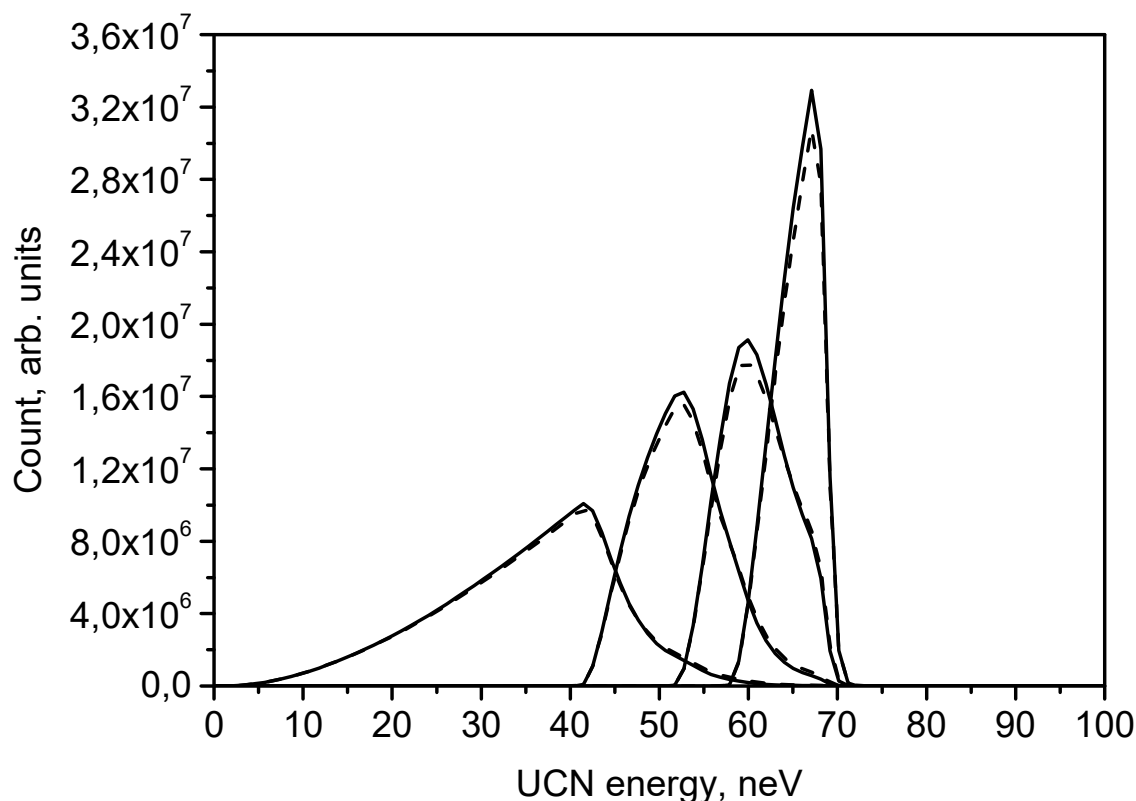


Рисунок 5.18. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания. Сплошная линия – измерения без вставки, штриховая линия – измерения со вставкой.

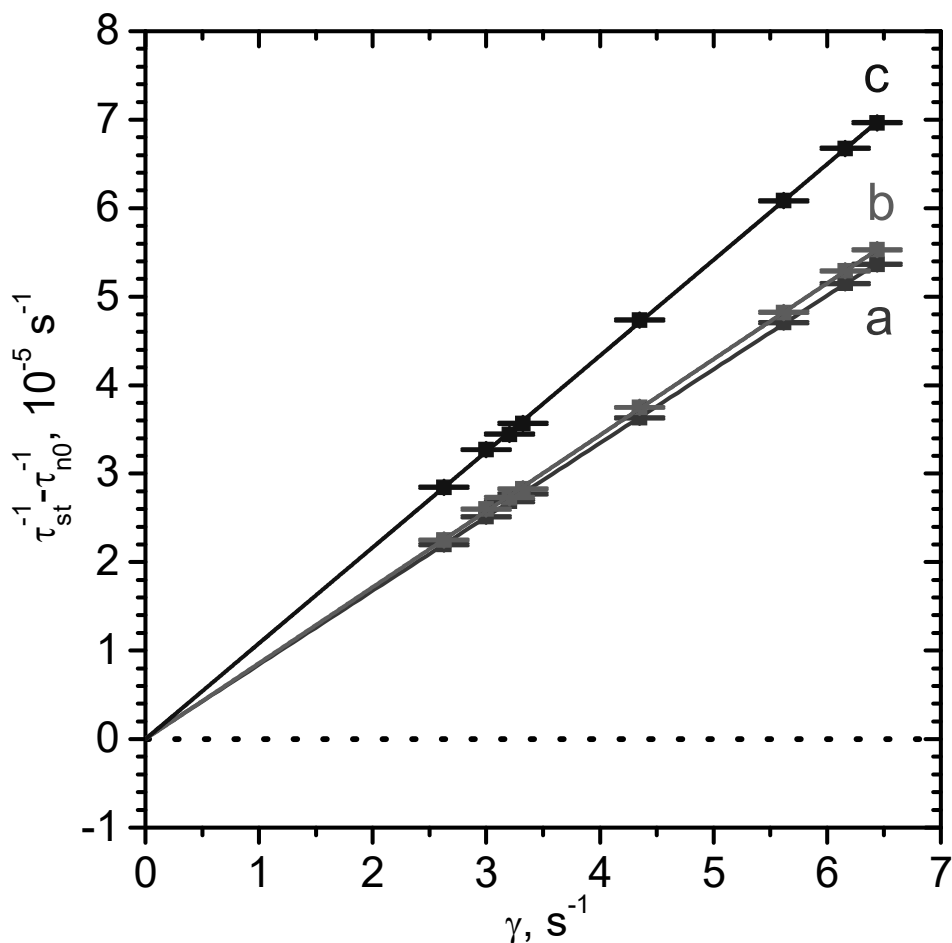


Рисунок 5.19. Экстраполяция ко времени жизни нейтрона. Величина ненапыленной поверхности: а – 0%, b – 0.1%, c – 1%.

С использованием поглотителя в эксперименте возможен вариант измерений без вставки с 1 сливом. Если до этого энергетическая экстраполяция строилась за счет последовательных поворотов ловушки при сливах, то теперь можно сформировать разбиение спектра на части за счет поворота ловушки или поглотителя при заполнении. При повороте ловушки на некоторый угол при заполнении мы обрезаем нижнюю часть спектра. При повороте поглотителя на некоторый угол мы обрезаем верхнюю часть спектра.

Было проведено моделирование с параметрами из Таблицы 5.4, но с 1 сливом длительностью 400 с. Нижняя часть спектра была получена за счет поворота поглотителя на 22° при наполнении и очистке. При этом ловушка

при наполнении повернута на 90° . Верхняя часть спектра была получена за счет поворота ловушки при наполнении на 20° . При этом поглотитель был повернут на 4.78° . Достигнутое разбиение спектра на части представлено на Рисунке 5.20. В результате может быть построена экстраполяция по 2 точкам.

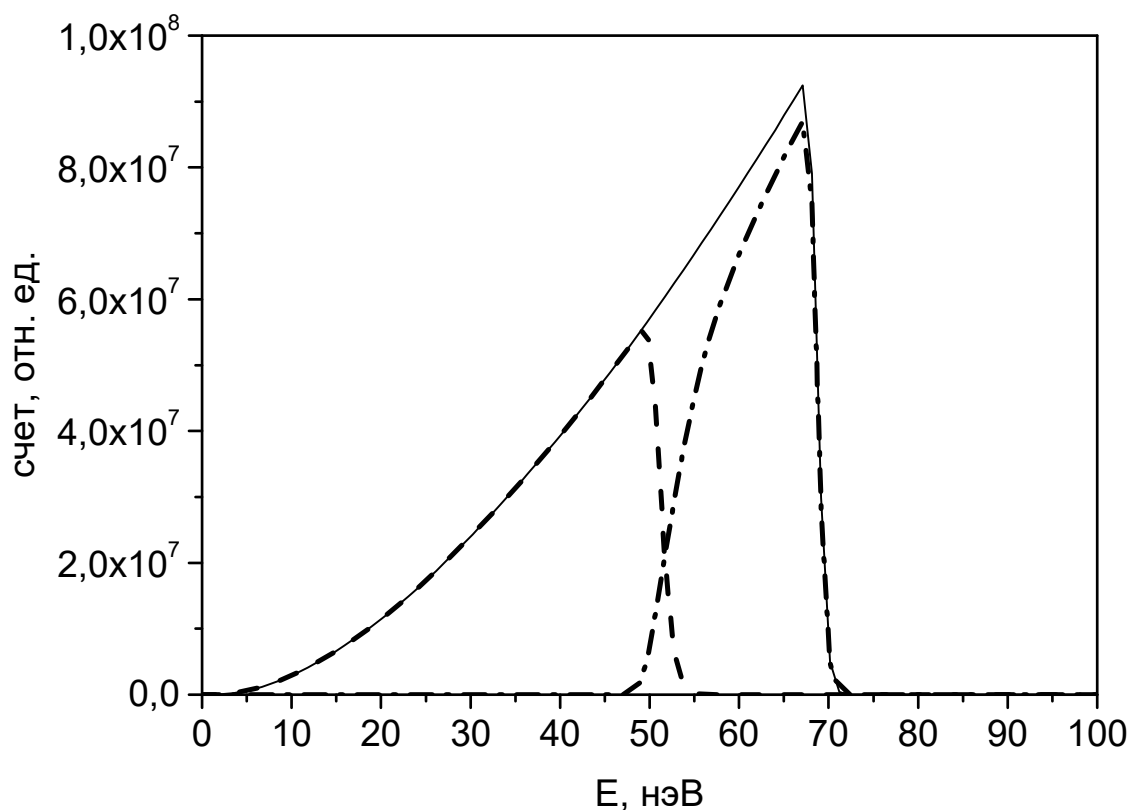


Рисунок 5.20. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания для измерений с 1 сливом без вставки. Сплошная линия – измерения с полным спектром, пунктирная линия – измерения с нижней частью спектра, штрихпунктирная линия – измерения с верхней частью спектра.

Экстраполяция полученных времен хранения ко времени жизни нейтрона показана на Рисунке 5.21. В результате экстраполяции получено следующее отклонение от значения времени жизни нейтрона, заложенного в модели: (-0.21 ± 0.31) с.

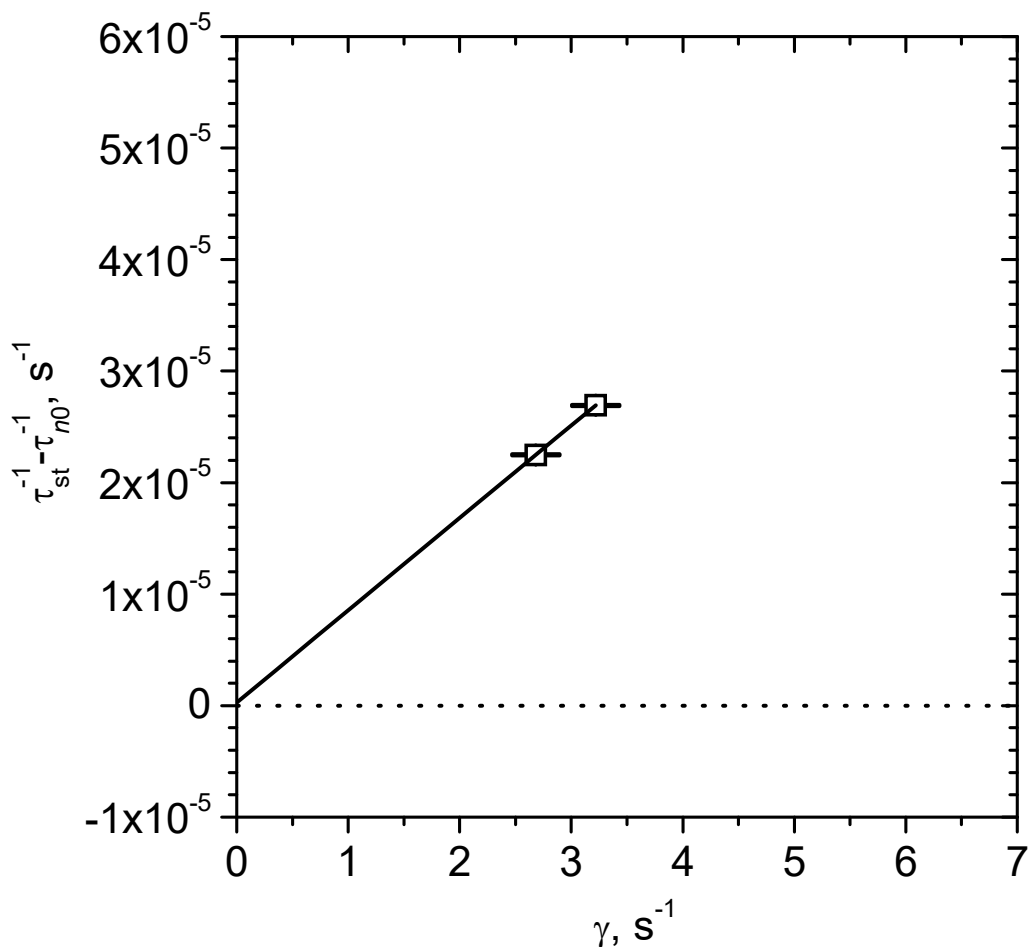


Рисунок 5.21. Экстраполяция ко времени жизни нейтрона для измерений без вставки с 1 сливом.

5.6. Моделирование эксперимента с поглотителем и с мониторингом

При проведении измерений возможен вариант, когда оставлен процесс мониторинга для контроля процесса очистки от нейтронов, энергия которых превышает гравитационный барьер при удержании. Для этого было проведено моделирование эксперимента с поглотителем и с мониторингом. Параметры измерительного процесса показаны в Таблице 5.5. Временная диаграмма для измерений без вставки показана на Рисунке 5.22.

Таблица 5.5. Параметры измерительного процесса.

Цикл	T , с	θ_{trap} , градус	θ_{abs} , градус	E_{trap} , нЭВ
Наполнение	200	90	5	0
Мониторирование	300	5	5	65.4
Удержание	300; 1600	0	0	71.7
Слив 1	300	15	0	53.2
Слив 2	300	24	0	42.5
Слив 3	400	90	0	0

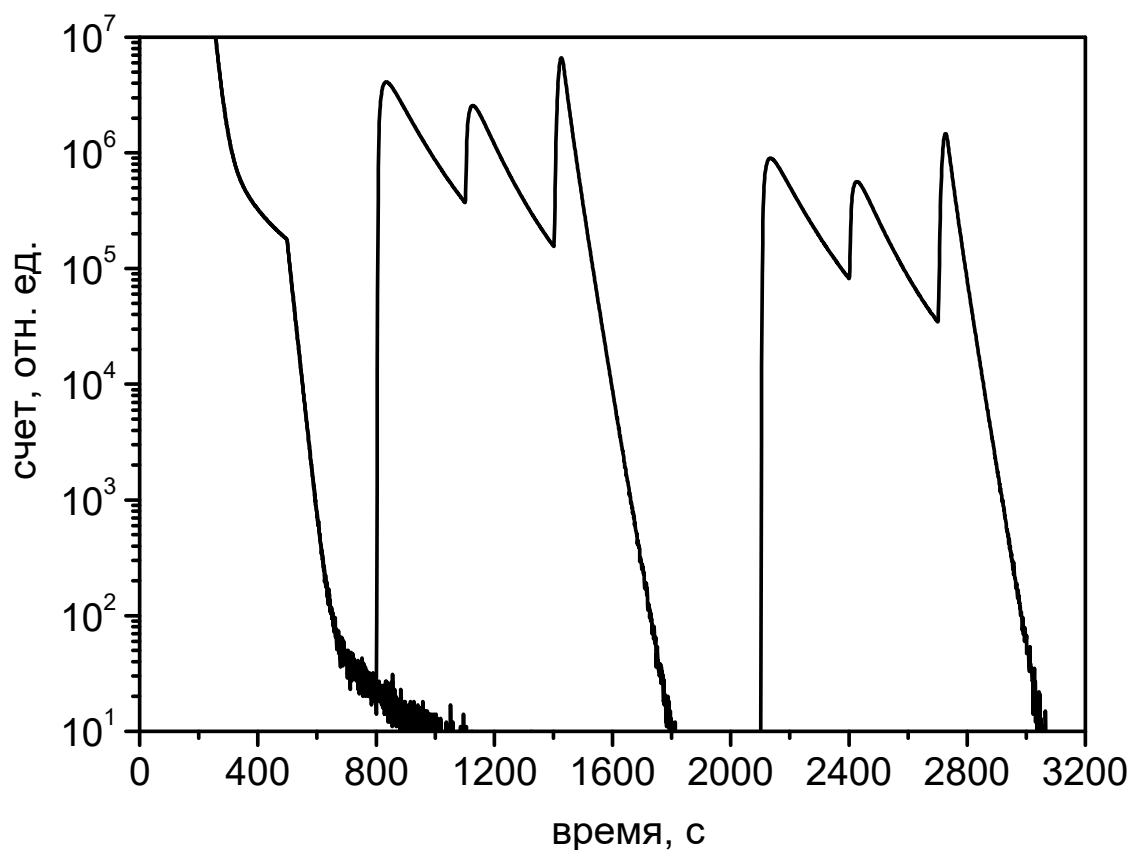


Рисунок 5.22. Временная диаграмма счета детектора для двух времен удержания 300 с и 1600 с. Измерения без вставки и со вставкой графически неразличимы в логарифмическом масштабе.

Обработка данных проводится в соответствии с экспериментальной процедурой. При вычислении эффективной частоты соударений использовались спектры УХН при сливах, полученные в данном МК-моделировании (Рисунок 5.23). Экстраполяция полученных времен хранения ко времени жизни нейтрона показана на Рисунке 5.24. В результате экстраполяции получены следующие отклонения от значения времени жизни нейтрона, заложенного в модели: (0.73 ± 0.50) с при измерениях без вставки, (-0.07 ± 0.31) с при измерениях со вставкой, (-0.06 ± 0.10) с при совместной экстраполяции. Таким образом, принятое в модели время жизни нейтрона воспроизведено с точностью 0.1 с [128]. Эта ошибка может быть принята как систематическая неопределенность метода размерной экстраполяции из-за использования расчетного значения γ .

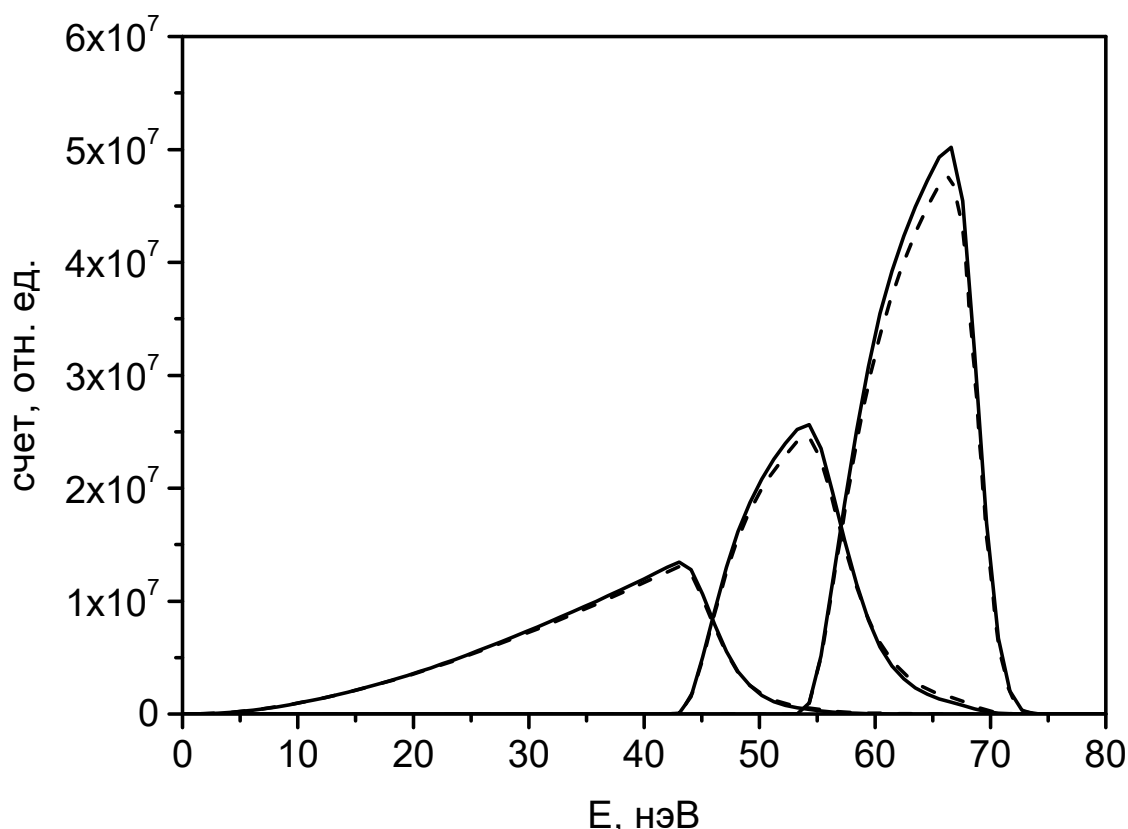


Рисунок 5.23. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания. Сплошная линия – измерения без вставки, штриховая линия – измерения со вставкой.

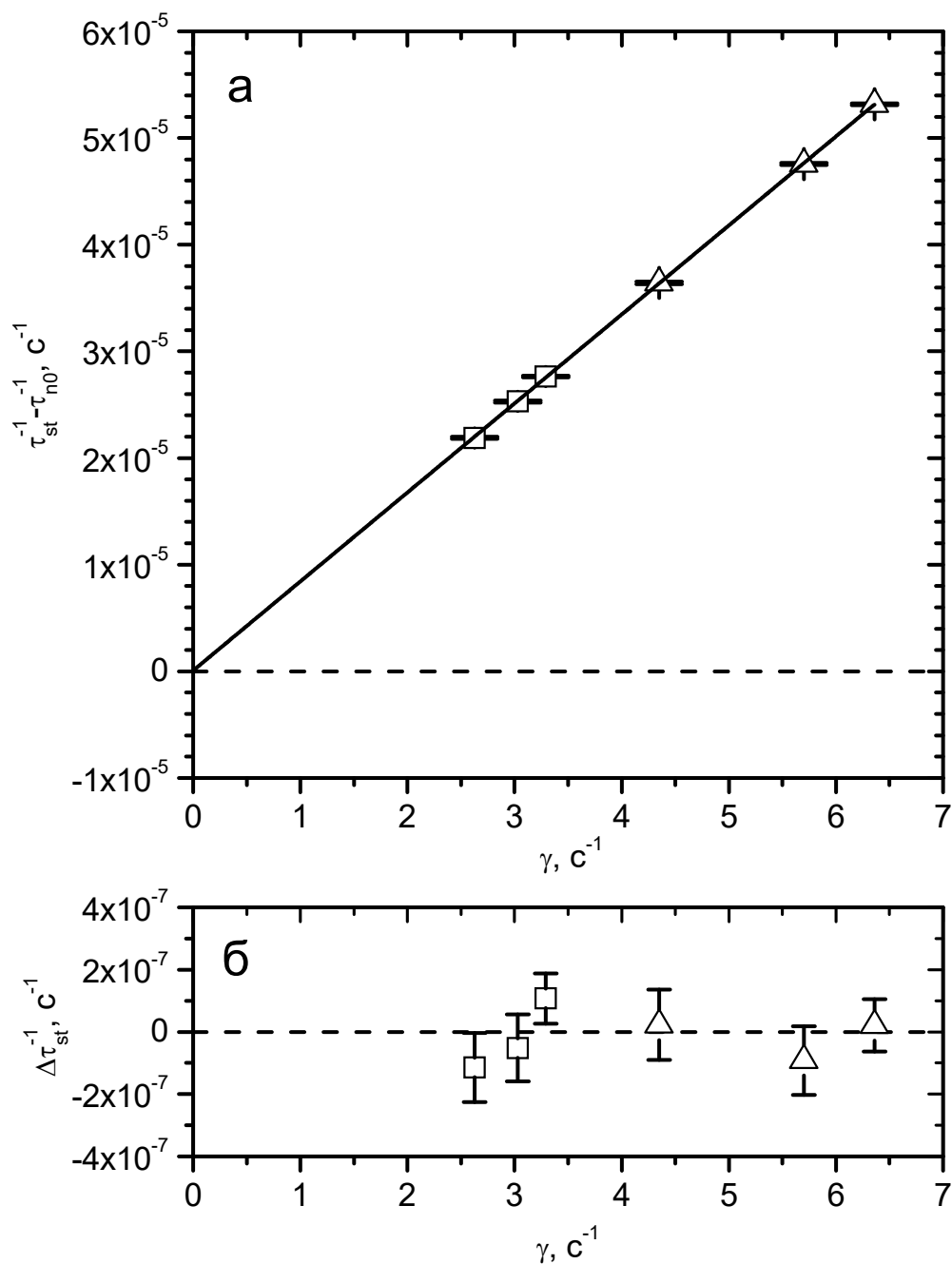


Рисунок 5.24. а – экстраполяция ко времени жизни нейтрона. Результаты расчета: \square – измерения без вставки; Δ – измерения со вставкой. Сплошная линия – совместная экстраполяция. б – остатки регрессии.

5.7. Анализ систематических погрешностей эксперимента

Эксперимент был проведен на реакторе в Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) [48-50]. Измерения проводились на пучке ультрахолодных нейтронов PF2 МАМ (Рисунок 5.25).

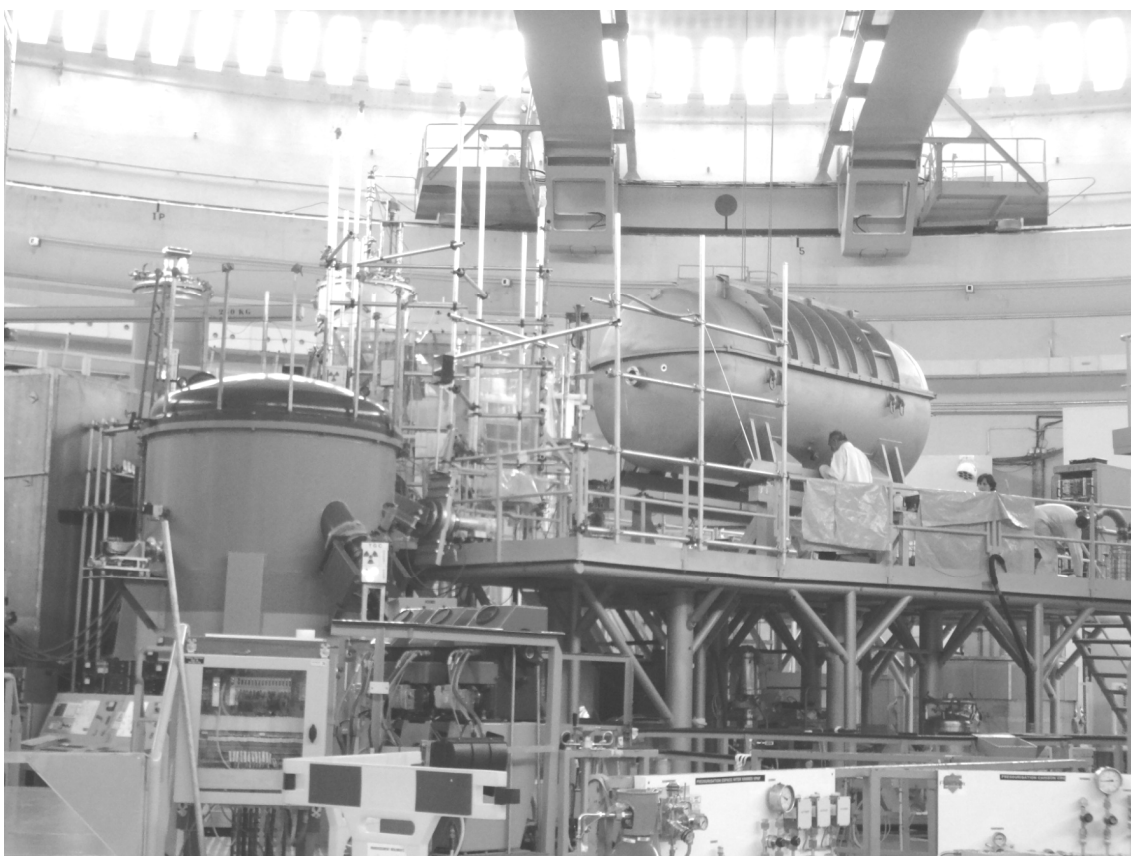


Рисунок 5.25. Установка с большой гравитационной ловушкой на пучке PF2 МАМ в Институте Лауэ-Ланжевена.

Произведено сравнение расчетных данных с данными эксперимента (Рисунок 5.26). Совпадение с экспериментом в области мониторинга получено для случая, когда 50% поверхности титанового поглотителя окислилось и не поглощает нейтроны. Совпадение с экспериментом в области сливов не зависит от этого параметра.

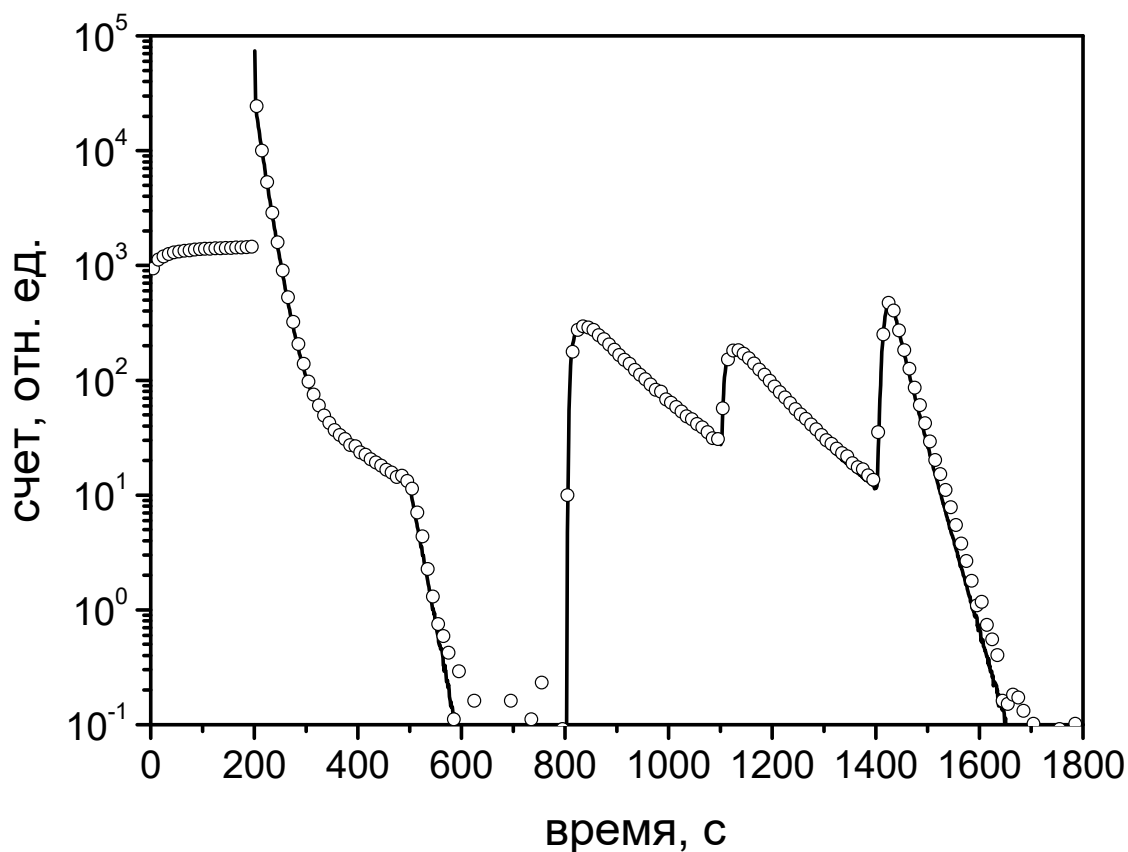


Рисунок 5.26. Временная диаграмма измерений без вставки. Сплошная линия – расчет, \circ – эксперимент.

5.7.1. Неточность функции потерь УХН

Для проверки влияния формы функции $\mu(y)$ было проведено моделирование с разными формами зависимости функции потерь от скорости, при этом для расчёта γ использовалась классическая функция $\mu(y)$ по формуле (5.5). Были использованы три разные зависимости – константа, линейная и квадратичная функция параметра y (Рисунок 5.27).

Рисунок 5.28 иллюстрирует влияние неточности модели взаимодействия УХН со стенкой. Этот модельный эксперимент показывает, что даже при самых невероятных предположениях о зависимости $\mu(y)$ использование геометрической экстраполяции позволяет получить приемлемый результат.

Например, при $\mu(y)=\text{const}$ систематическая ошибка энергетической экстраполяции составляет приблизительно -40 с, однако она подавляется в 20 раз, до уровня $+1.9$ с, за счёт применения геометрической экстраполяции. При симулировании $\mu(y)$ квадратичной функцией систематическая ошибка энергетической экстраполяции меняет знак и составляет приблизительно $+20$ с, однако она также подавляется до уровня -1.9 с, за счёт применения геометрической экстраполяции. В случае линейной зависимости $\mu(y)$ поправка результата после применения геометрической экстраполяции составляет всего 0.2 с.

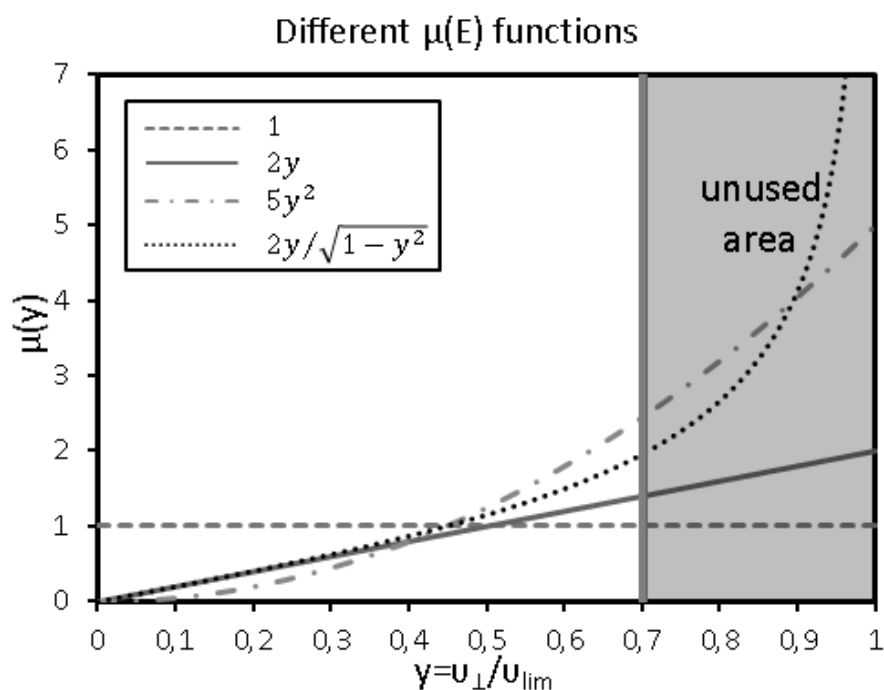


Рисунок 5.27. Модельные формы функции $\mu(y)$.

Данные расчёты показывают, что изменения функции потерь влияют на результат геометрической экстраполяции значительно меньше, чем на энергетическую. Поэтому для вычисления времени жизни нейтрона используется геометрическая экстраполяция, поскольку она гораздо стабильнее.

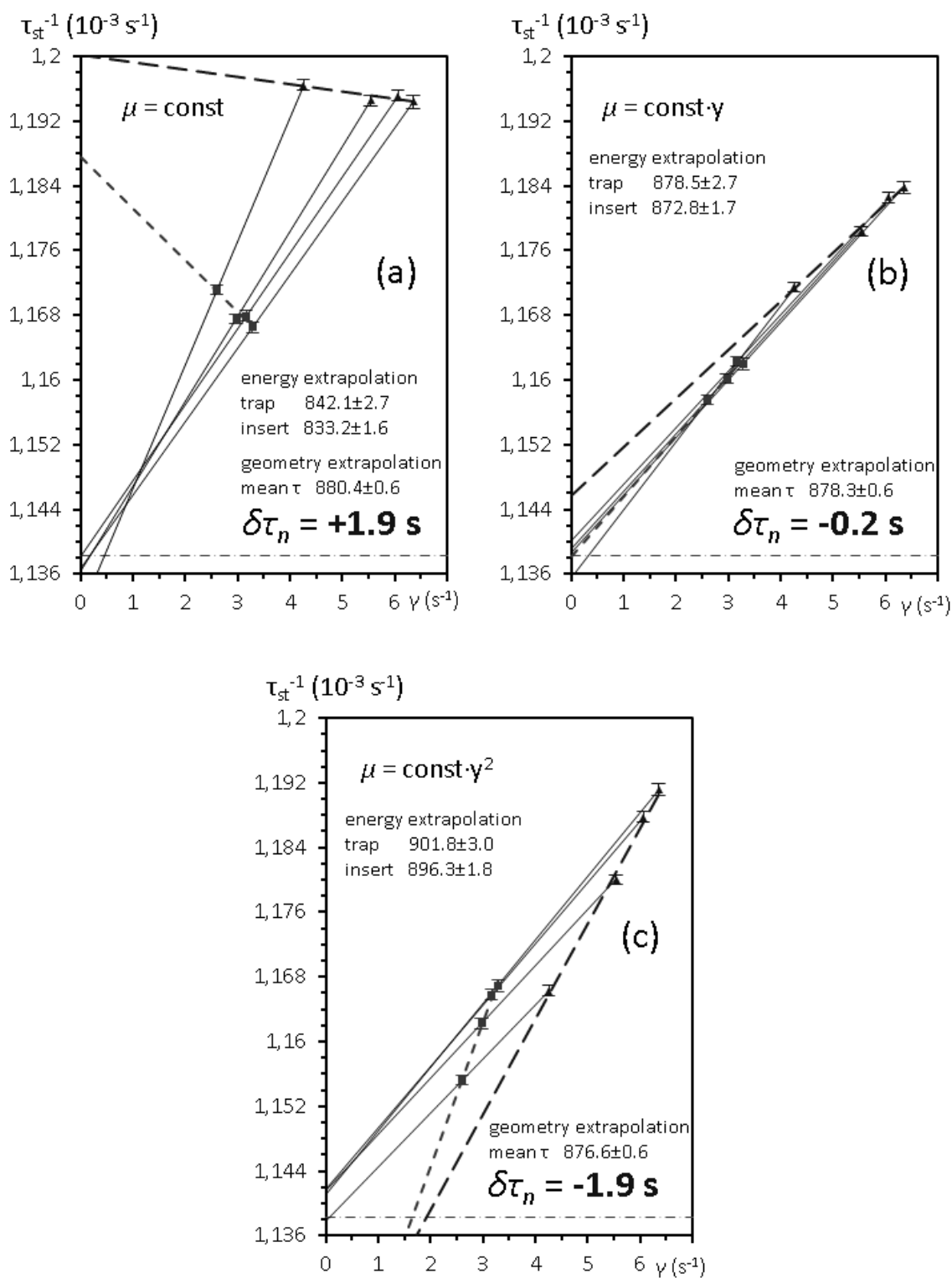


Рисунок 5.28. Результаты моделирования эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с различными вариантами зависимости функции потерь от скорости для заданного времени жизни нейтрона 878.5 с.

Настоящая функция потерь может быть более сложной, но модель прямоугольного барьера и функция потерь (5.5) дают очень хорошее согласие расчётных и экспериментальных сливов. Таким образом, в линейном приближении и в диапазоне энергий, используемых для эксперимента реальная функция потерь близка к модельной. Поэтому используются результаты моделирования с линейной функцией и для оценки систематической ошибки взята верхняя оценка в 0.3 секунды с запасом в полтора раза для возможной систематической ошибки из-за незнания точного закона потерь при отражении УХН от реальной поверхности.

5.7.2. Неточность расчета эффективной частоты соударений

Использованная МК-модель позволяет моделировать весь процесс измерений, включая временную диаграмму счёта нейтронов на детекторе. В модель закладывается определённое время жизни нейтрона, а времена хранения, получившиеся в результате расчёта, наносятся на график для экстраполяции. Разность между заложенным в модель временем и его экстраполированным значением рассматривается как систематический вклад в ошибку метода геометрической экстраполяции. Величина погрешности, полученной таким образом не превышает значения 0.1 с.

5.7.3. Неточность установки угла

Далее было проведено моделирование с вариацией угла поворота при первом сливе $\pm 1^\circ$ для измерений с поглотителем и с мониторингом. Параметры измерительного процесса соответствуют Таблице 5.5. Моделирование продемонстрировало возможность контроля углов поворота

ловушки по кривым вытекания (Рисунок 5.29). Спектры УХН при сливах представлены на Рисунке 5.30.

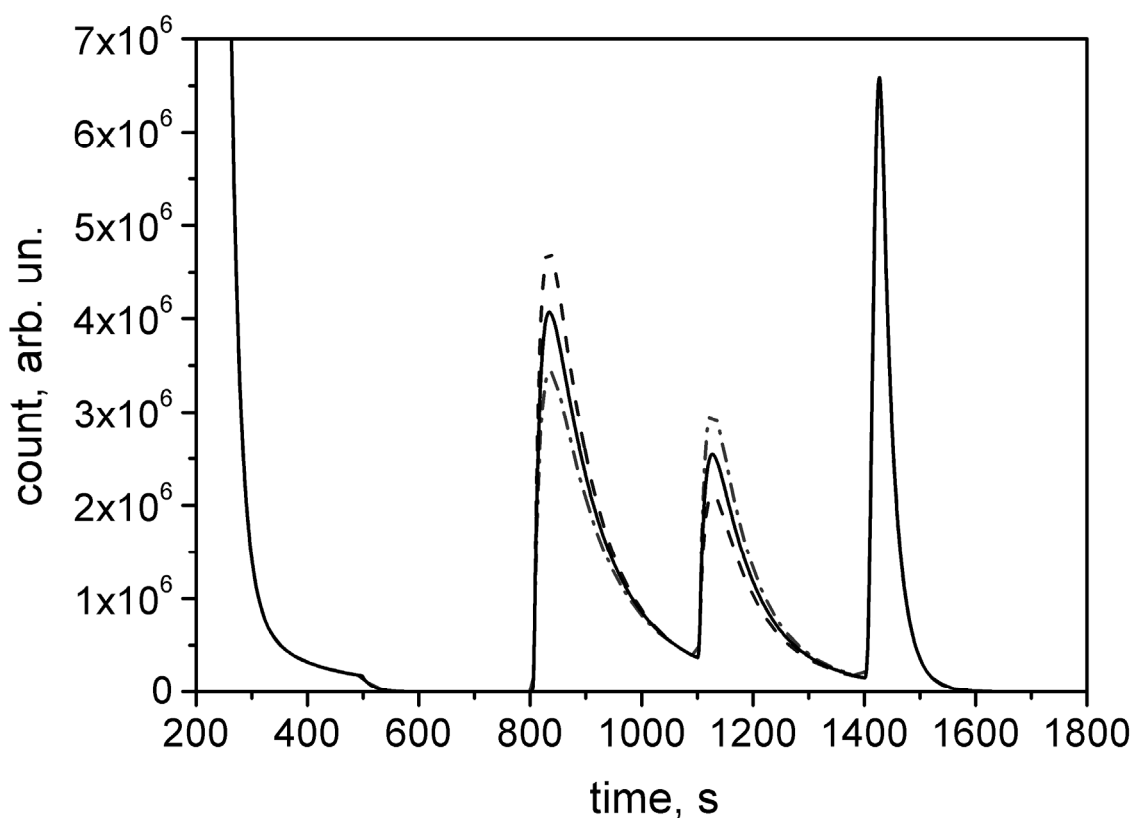


Рисунок 5.29. Временная диаграмма измерений без вставки. Угол поворота ловушки при первом сливе: 14° (штрих-пунктирная линия), 15° (сплошная линия), 16° (штриховая линия).

Значения эффективной частоты соударений получены для определённой геометрии, а также времён удержания и определённых углов слива. Если же в эксперименте угол отличался от заложенного в МК-модель, а при построении экстраполяции использовались расчётные значения γ , отличающиеся от реальных, это также приводит к систематической погрешности. Для её оценки был произведён дополнительный расчёт для измерений с 2 сливами, в котором первый слив был осуществлён со сдвигом на ± 2 градуса, а получившиеся в результате расчёта времена хранения были поставлены на график согласно γ для измерений без сдвига. Параметры измерительного процесса представлены в

Таблице 5.6. Результат экстраполяции, полученных из такого моделирования, показан на Рисунке 5.31. Видно, что ошибка при установке угла поворота не может привести к отклонению результата в измерении времени жизни нейтрона более чем на 0.1 с.

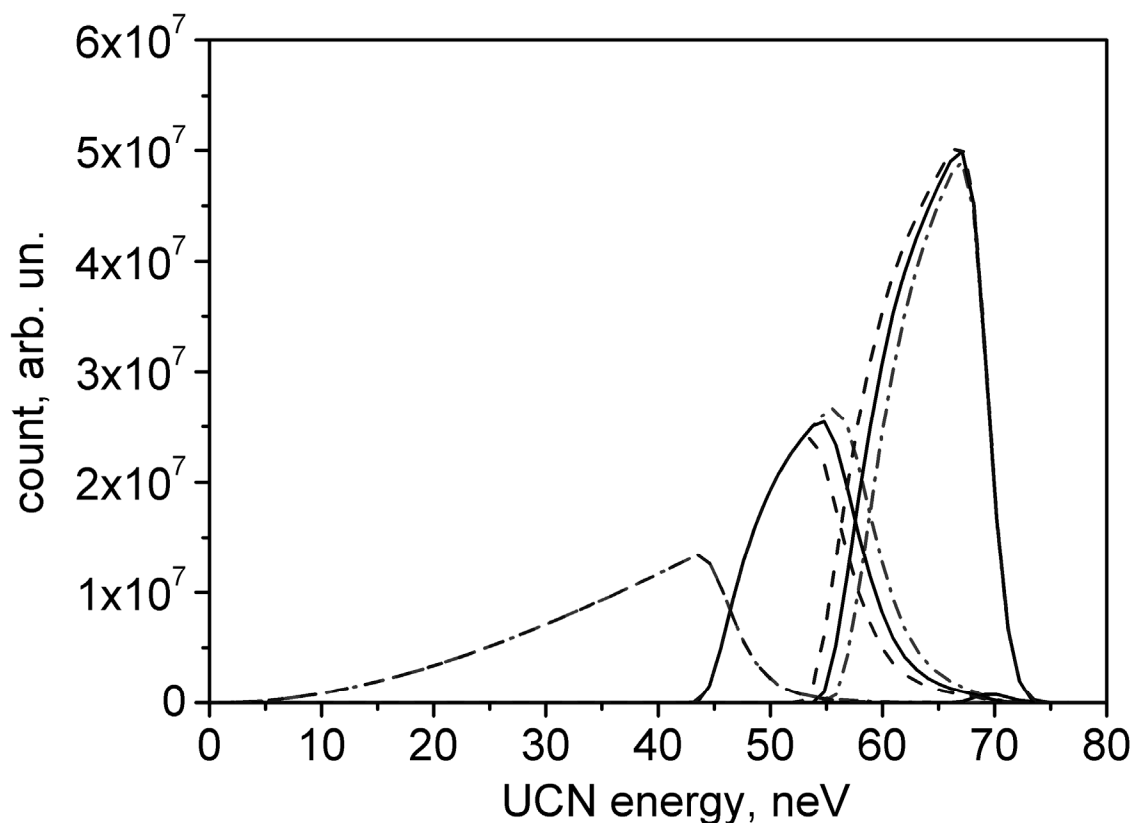


Рисунок 5.30. Спектры УХН при сливах после короткого времени удержания для измерений без вставки. Угол поворота ловушки при первом сливе: 14° (штрих-пунктирная линия), 15° (сплошная линия), 16° (штриховая линия).

Таблица 5.6. Параметры измерительного процесса для измерений с 2 сливами.

Цикл	t , с	θ , градус	E_{trap} , нэВ
Наполнение	200	90	0
Мониторирование	500	15	53.2
Удержание	300; 1600	0	71.7
Слив 1	300	24	42.5
Слив 2	400	90	0

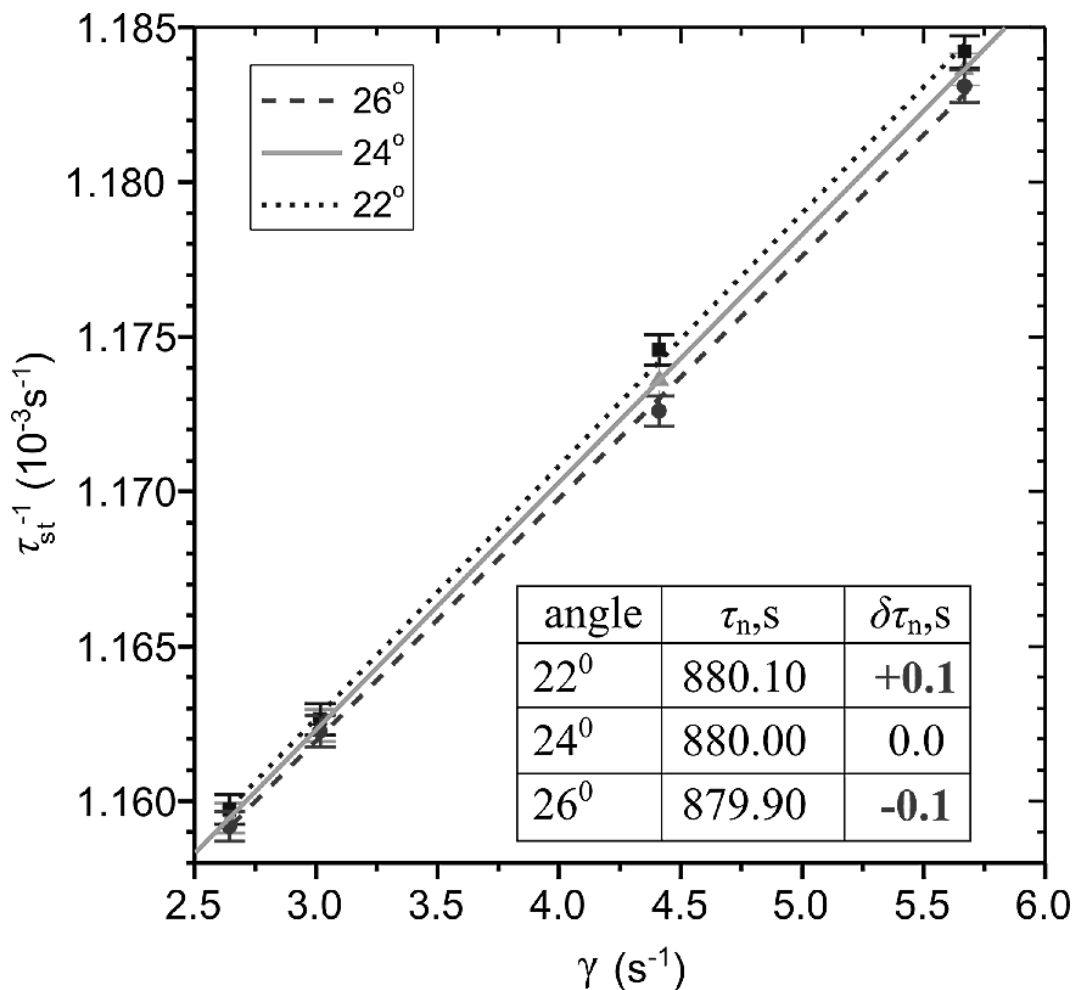


Рисунок 5.31. Неточность угла установки ловушки ($\pm 2^\circ$) для заданного в модели значения времени жизни нейтрона 880.0 с.

5.7.4. Результат эксперимента

Полный список систематических ошибок, полученных в результате МК моделирования представлен в Таблице 5.7. С учетом других систематических эффектов полная систематическая неопределенность составила 0.6 с. В результате эксперимента получено время жизни нейтрона $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с.

Следующим шагом для этого эксперимента станет понижение температуры до 10 К. Новая установка позволит увеличить время хранения

нейтрона за счёт понижения температуры поверхности, что значительно уменьшит систематические ошибки [129,130].

Таблица 5.7. Систематические погрешности полученные в результате МК моделирования.

Систематические эффекты	Значение, с
Неопределенность функции $\mu(E)$	0.3
Неточность расчета γ	0.1
Неточность установки угла ловушки (2°)	0.1

5.8. Выводы

Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой на возможные систематические ошибки. С этой целью разработана компьютерная модель эксперимента. На стадии проектирования проведен анализ и сделаны выводы о конструктивных элементах установки. Подробно рассмотрены 3 схемы измерений: (1) с мониторингом, без поглотителя; (2) без мониторинга, с поглотителем; (3) с мониторингом, с поглотителем. При экстраполяции экспериментальных данных использовались значения эффективной частоты соударений, полученные с использованием МК расчета. Получены систематические неопределенности связанные с неопределенностью функции потерь (0.3 с), неточностью расчета эффективной частоты соударений (0.1 с), неточностью установки угла ловушки УХН (0.1 с). Моделирование позволило заявить результат эксперимента с указанной точностью $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с [49].

Глава 6. Эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона

В главе говорится об эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона при помощи двухкамерного магниторезонансного спектрометра с длительным удержанием УХН. Разработана МК модель эксперимента и получена оценка систематического эффекта от токов утечки.

6.1. Введение

Существование электрического дипольного момента (ЭДМ) у элементарной частицы возможно только в случае одновременного нарушения инвариантности взаимодействий относительно дискретных преобразований симметрии: пространственной инверсии и обращения времени. После открытия нарушения Р-четности в слабом взаимодействии [131,132] и несохранения СР-четности в распадах нейтральных К-мезонов [133], интерес к экспериментальному поиску ЭДМ у элементарных частиц значительно увеличился. Стандартная модель дает оценки на величину ЭДМ нейтрона на уровне, недоступном для современного эксперимента. Но в рамках Стандартной модели нет объяснения и такому факту наблюдательной космологии, как барионная асимметрия Вселенной, что также свидетельствует о СР-нарушении в процессах формирования Вселенной на ранних стадиях [134]. Претендующие на описание барионной асимметрии альтернативные теории СР-нарушения [135,136] дают для величины ЭДМ нейтрона значения, близкие к современному экспериментальному пределу. Измерение ЭДМ нейтрона обеспечивает одно из самых сильных ограничений на выбор теоретических моделей с СР-нарушением.

Для экспериментального поиска ЭДМ нейтрона использовались как метод магнитного резонанса на пучках поляризованных нейтронов [137,138], так и

метод дифракции нейтронов на кристалле [139], в котором исследовалось взаимодействие спина нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем. Основная трудность пучковых экспериментов – систематические эффекты, имитирующие искомый эффект от ЭДМ нейтрона.

Ультрахолодные нейтроны и возможность их длительного хранения в замкнутых объемах [140] открыли принципиально новые перспективы для ЭДМ эксперимента [141]. Первые результаты измерения ЭДМ нейтрона методом УХН были получены в 1980 году в ПИЯФ (Гатчина, Россия) [142,143], а затем и в ИЛЛ (Гренобль, Франция) [144,145]. В 1990-х годах обе группы достигли ЭДМ предела $\sim 1 \cdot 10^{-25} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90% CL) [146-148]. Лучшее на сегодняшний день ограничение на величину ЭДМ нейтрона получено в Гренобле коллаборацией RAL/Sussex/ILL: $|d_n| < 3 \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{см}$ (90% CL) [149,150]. История измерений ЭДМ нейтрона представлена на Рисунке 6.1.

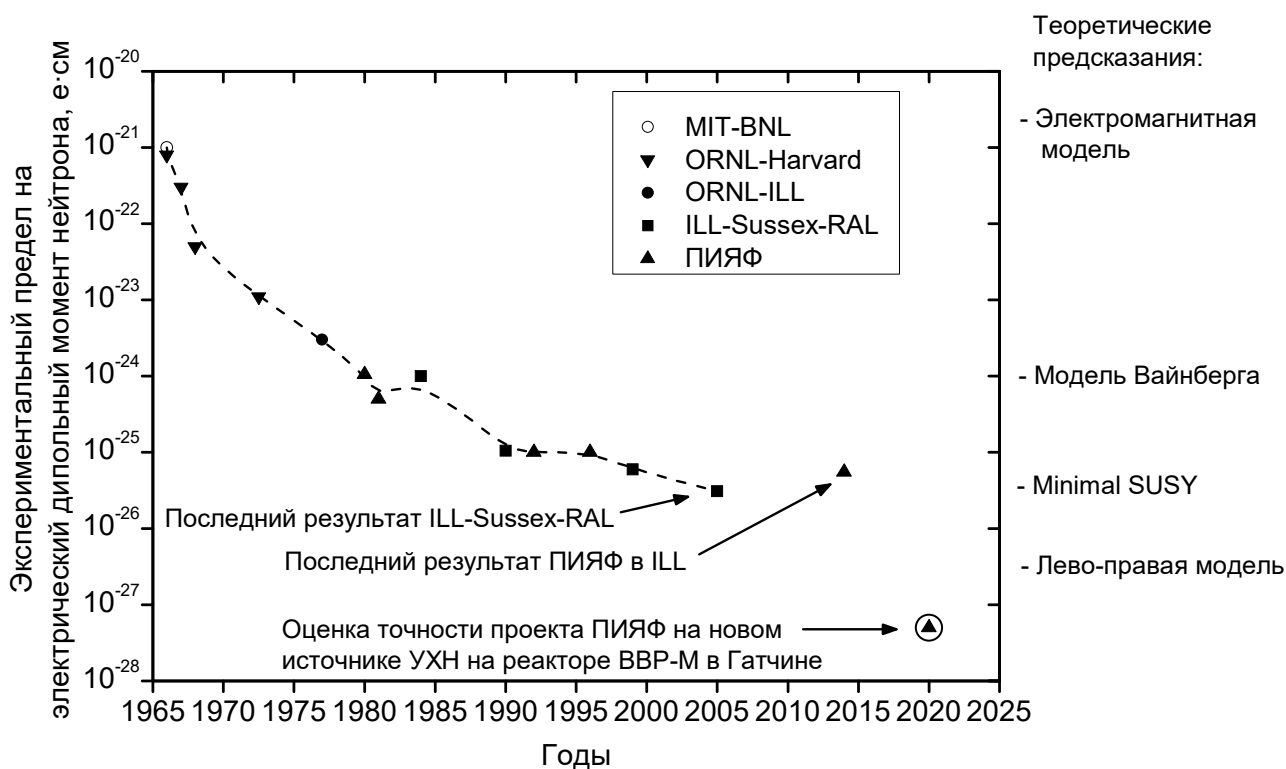


Рисунок 6.1. История понижения экспериментального предела на ЭДМ нейтрона и перспективы увеличения точности.

В настоящее время в ряде научных центров разрабатываются проекты по поиску ЭДМ нейтрона с УХН [151]: PSI [152], TRIUMF [153], SNS [154], LANL [155], FRM II [156], ILL, J-PARK. В НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ разрабатывается проект, использующий дифракцию холодных нейтронов в кристаллах без центра симметрии [157]. На строящемся ESS предложен проект, использующий пучковый метод [158].

На экспериментальной установке ПИЯФ проведены измерения ЭДМ нейтрона в ИЛЛ (Рисунок 6.2). Использован двухкамерный магнитно-резонансный спектрометр с длительным удержанием ультрахолодных нейтронов.

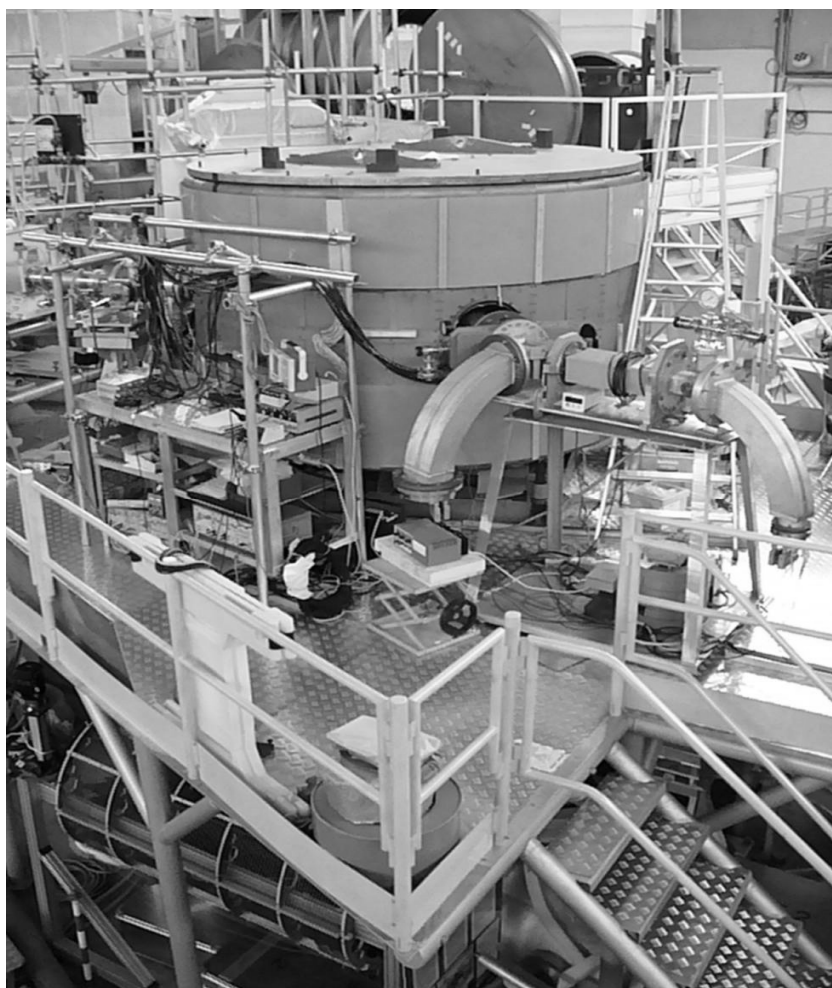


Рисунок 6.2. Общий вид дифференциального спектрометра ПИЯФ в экспериментальном зале ИЛЛ.

Полученный результат на уровне достоверности 90% устанавливают верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ [159,160]. Эта точность измерений находится на уровне современного экспериментального предела на величину ЭДМ нейтрона. Новый результат и подтверждение существующего ограничения в независимом эксперименте на другой установке, является принципиально важным для данной фундаментальной проблемы. Результат работы несколько уступает полученному в работе [149], однако применяемая схема эксперимента обеспечивает принципиально иную возможность контроля систематических ошибок.

6.2. Дифференциальный ЭДМ спектрометр ПИЯФ

Двухкамерный магниторезонансный спектрометр с реверсируемым электрическим полем описан в работах [159-165], схема установки представлена на Рисунке 6.3. В основе экспериментального метода измерения ЭДМ нейтрона лежит явление магнитного резонанса, который создается в слабом магнитном поле \mathbf{B}_0 в области хранения УХН. В этом же объеме создается коллинеарное магнитному постоянное электрическое поле \mathbf{E} . Цель эксперимента заключается в определении сдвига частоты прецессии спина нейтрона в поле \mathbf{B}_0 при переключении направления электрического поля \mathbf{E} относительно \mathbf{B}_0 . Особенностью спектрометра является наличие двух камер хранения УХН с общей системой магнитных полей и с равными по величине, но противоположно направленными электрическими полями. При изменении полярности электрического поля эффекты от ЭДМ нейтрона в разных камерах будут иметь противоположные знаки, в то время как нестабильность общих магнитных условий приводит к сдвигу резонансной частоты одного знака. Разность результатов этих измерений приводит к сложению эффектов от ЭДМ

нейтрона, при этом эффекты от коррелированного изменения счета, связанного с магнитными флуктуациями, значительно подавляются.

Другой особенностью является система двойного анализа поляризации. На выходе каждой камеры хранения спектрометра имеются два детектора, каждый из которых регистрирует определенную компоненту поляризации нейтронов на направление ведущего поля. Для регистрации второй компоненты поляризации перед детекторами D_1 и D_2 располагается спин-флиппер. Такая схема увеличивает суммарный счет нейтронов, а анализ данных четырех детекторов позволяет выявлять возможные систематические эффекты при обработке результатов измерений.

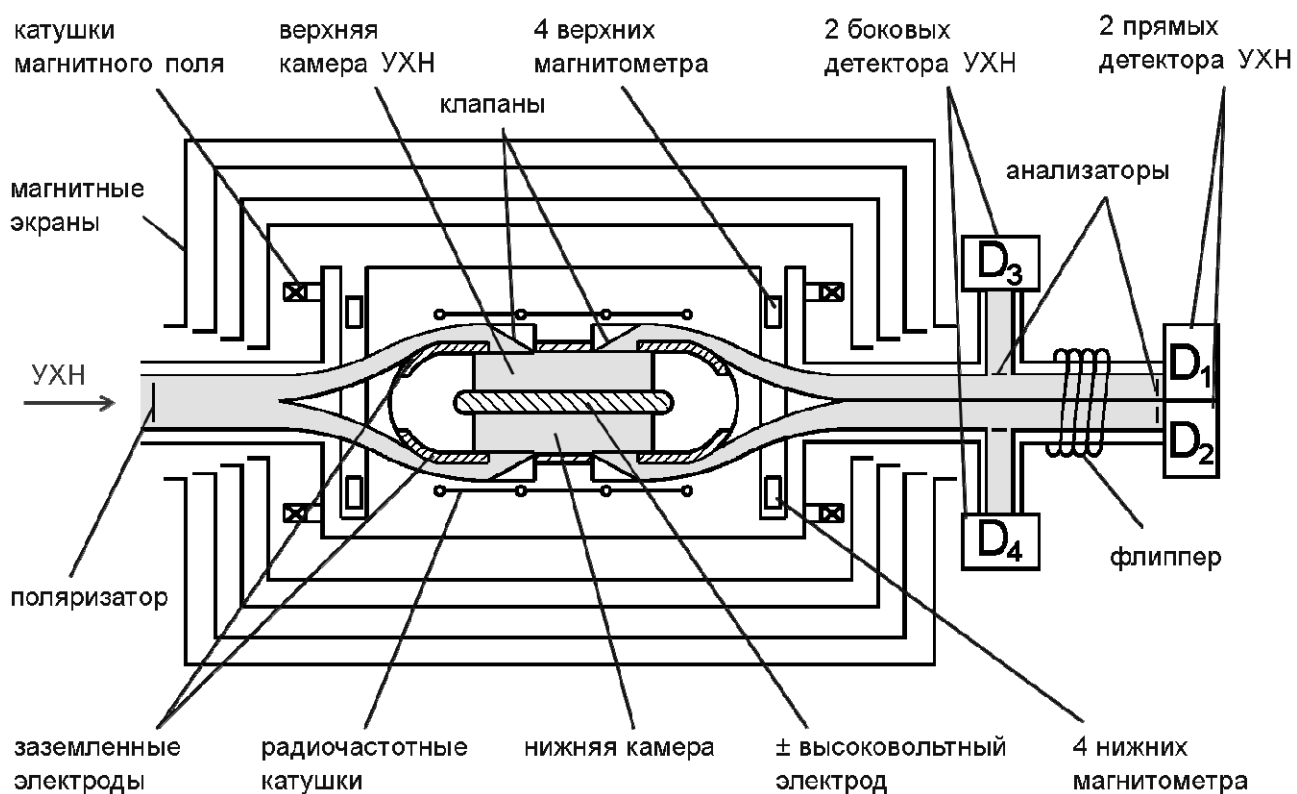


Рисунок 6.3. Схема двухкамерного ЭДМ спектрометра ПИЯФ.

Поляризация ($\sim 90\%$) и анализ поляризации нейтронов осуществляется во входном и выходном нейтронных волноводах, соответственно, методом пропускания УХН через тонкие пленки из сплава $\text{Fe}(55\%)\text{Co}(45\%)$, намагниченные до

насыщения в поле постоянных магнитов. До поляризатора ультрахолодные нейтроны доводятся нейтроноводами из полированной нержавеющей стали с напылением на рабочую поверхность изотопного сплава $^{58}\text{Ni}(90\%)\text{Mo}(10\%)$ с граничной скоростью для УХН около 7.8 м/с. После поляризатора нейтроновод разделяется на две части, которые доставляют нейтроны в верхнюю и нижнюю камеры хранения УХН через крышки-электроды, оборудованные механизмами шторок для напуска нейтронов и их выпуска на детекторы после периода хранения. Спектрометр размещен в вакуумной обечайке из алюминия, которая окружена четырехслойным магнитным экраном из пермаллоя с коэффициентом экранирования $K \approx 1000$. Все части спектрометра внутри магнитной защиты выполнены из немагнитных материалов.

Боковые стенки камер хранения УХН образованы кольцами из изолирующих материалов с высоким объемным электросопротивлением: плавленый кварц, ситалл. Верхняя и нижняя камеры хранения разделены общим электродом, на который и подается высокое напряжение. Все электроды выполнены из алюминия с бериллиевым покрытием, имеющим граничную скорость для УХН около 6.9 м/с.

Рабочие поверхности кварцевых и ситалловых колец-изоляторов были покрыты либо окисью бериллия, либо композицией из оксидов никеля-58 и молибдена, которые являются хорошим электрическим изолятором и имеют высокую граничную скорость ~ 6.8 м/с. Время хранения УХН в ловушках зависит от качества покрытия рабочих поверхностей и от качества сопряжения деталей ловушек, поскольку зазоры приводят к утечке нейтронов. Характерное время хранения УХН составляло 90-100 с. В качестве детекторов нейтронов использовались пропорциональные ^3He -счетчики с эффективностью регистрации УХН 80%. Рабочий вакуум в спектрометре $\sim 10^{-5}$ мбар создавался турбомолекулярными насосами и поддерживался в течение длительного времени криосорбционными насосами.

Источник высокого напряжения ± 200 кВ с управлением полярностью в низковольтной цепи без отключения нагрузки был создан по аналогии с источником, разработанным в ПИЯФ ранее. Величина выходного напряжения, токи утечки в нагрузке и пробой регистрируются ЭВМ, для чего падения напряжения на измерительных резисторах преобразуются в частоту и подаются с помощью оптической линии связи на универсальную плату счётчиков на шине PCI. Оптические развязки и питание измерительного оборудования от аккумуляторов обеспечивают отсутствие паразитных электрических контуров и повышают помехоустойчивость системы в целом.

Измерения ЭДМ нейтрона проводились при напряженности электрического поля $E = \pm(12-14)$ кВ/см. В лучших сериях измерений была достигнута напряженность поля 18 кВ/см. Токи утечки по камерам в разное время были различными в зависимости от состояния покрытий изоляторов и составляли величину от нескольких десятков до нескольких сотен нА.

6.3. Моделирование эксперимента

Разработана Монте-Карло модель эксперимента [166]. Расчетная схема двухкамерного ЭДМ спектрометра на позиции PF2 EDM показана на Рисунке 6.4. Она состоит из нейтроноводной системы и ловушек УХН. Отражения нейтронов от стенок нейтроноводов являются в основном зеркальными, вероятность диффузного отражения составляет 0.7 %. При отражении УХН от стенок ловушек вероятность диффузного отражения составляет 90 %. Нейтроновод от турбины выполнен из нержавеющей стали с граничной скоростью 6.2 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. Остальные нейтроноводы имеют напыление $^{58}\text{NiMo}$ с граничной скоростью 7.8 м/с и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. Между нейтроноводами установлена Al фольга толщиной 100 мкм с граничной скоростью 3.2 м/с. Ловушки имеют радиус

263 мм и высоту 76 мм. Граничная скорость покрытия 6.8 м/с, коэффициент потерь $1.2 \cdot 10^{-4}$.

Одной из возможных причин ложного ЭДМ эффекта являются токи утечки, возникающие при приложении высокого напряжения к электродам. Степень влияния токов утечки на сдвиг магнитного резонанса зависит от их величины и конкретного пути, по которому они протекают по электродам и изоляторам. Магнитное поле таких токов может влиять на величину поля \mathbf{B}_0 и, следовательно, на частоту прецессии спина нейтронов. Это может имитировать эффект от ЭДМ нейтрона или исказить истинный. Такой простой, на первый взгляд, фактор систематики является наиболее сложным для теоретической оценки возможного его влияния на измеряемую величину из-за полной неопределенности (бесконечного числа возможностей) путей протекания таких токов. Тем не менее, попробуем сделать такую оценку для некоторой сложной траектории, имеющей компоненты, опасные с точки зрения ЭДМ-систематики.

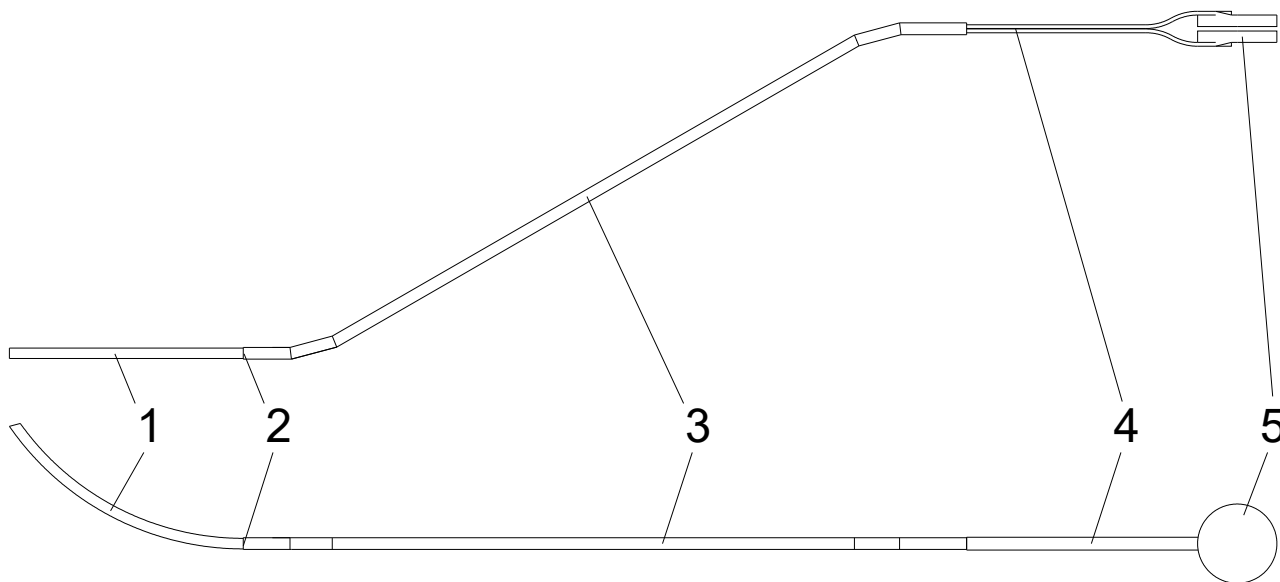


Рисунок 6.4. Расчетная схема двухкамерного ЭДМ спектрометра на позиции PF2 EDM: 1 – нейтроновод от турбины УХН сечением 70x70 мм, 2 – Al фольга, 3 – нейтроновод диаметром 78 мм, 4 – 2 нейтроновода камер УХН сечением 25x85 мм, 5 – камеры УХН.

Компонента токов утечки, коллинеарная вектору постоянного магнитного поля \mathbf{B}_0 , дает вклад, зависящий от квадрата её величины, то есть не зависит от полярности электрического поля. Ортогональная к вектору \mathbf{B}_0 компонента тока дает линейный вклад, зависящий от полярности электрического поля. Наиболее опасный случай, если путь тока утечки по изоляторам не перпендикулярен к электродам и сохраняется при изменении полярности поля (например, если ранее в результате высоковольтных пробоев по неоднородностям или загрязнению поверхности изолятора была образована наклонная «дорожка» более высокой проводимости). Ток по электродам всегда ортогонален вектору магнитного поля \mathbf{B}_0 , поэтому высоковольтный ввод и точки заземления сделаны в центре электродов, чтобы влияние таких токов максимально компенсировалось симметрией установки.

Было проведено компьютерное моделирование ЭДМ измерений и прямой расчет влияния токов утечки на результат измерений. Для выбранной конфигурации токов утечки рассчитывалось магнитное поле, которое складывалось с ведущим полем \mathbf{B}_0 . Полученная конфигурация магнитного поля использовалась для расчета. Дисперсия полученных результатов может служить оценкой величины возможного влияния тока утечки на измеряемую величину ЭДМ.

В расчете моделировалась траектория каждого нейтрона от момента входа в нейтронную систему до момента окончания хранения в одной из камер. На Рисунке 6.5 показаны распределения результатов расчета для камер и для спектрометра в целом. Дисперсия результатов для окончательного результата в ~ 2.6 раза ниже, чем для отдельных камер. Это связано с тем, что магнитное поле от токов утечки в одной камере приводит к эффекту другого знака в соседней камере. Таким образом, ширина распределения 10^{-28} е·см/нА может быть взята в качестве верхнего предела систематического эффекта от токов утечки для наихудшего варианта, когда конфигурация токов утечки

сохраняется. В этом случае систематический эффект при токах утечки <100 нА составит $<10^{-26}$ е·см [160]. Если распределение токов утечки по изолятору является нестабильным, и время от времени возникают новые конфигурации токов утечки, то это приводит к усреднению результатов для разных конфигураций.

В эксперименте результаты измерения были сгруппированы в зависимости от средней величины токов утечки, измеренных за время хранения нейтронов. Зависимость от тока утечки не наблюдается и χ^2 характеризует разброс результатов для гипотезы нулевого среднего.

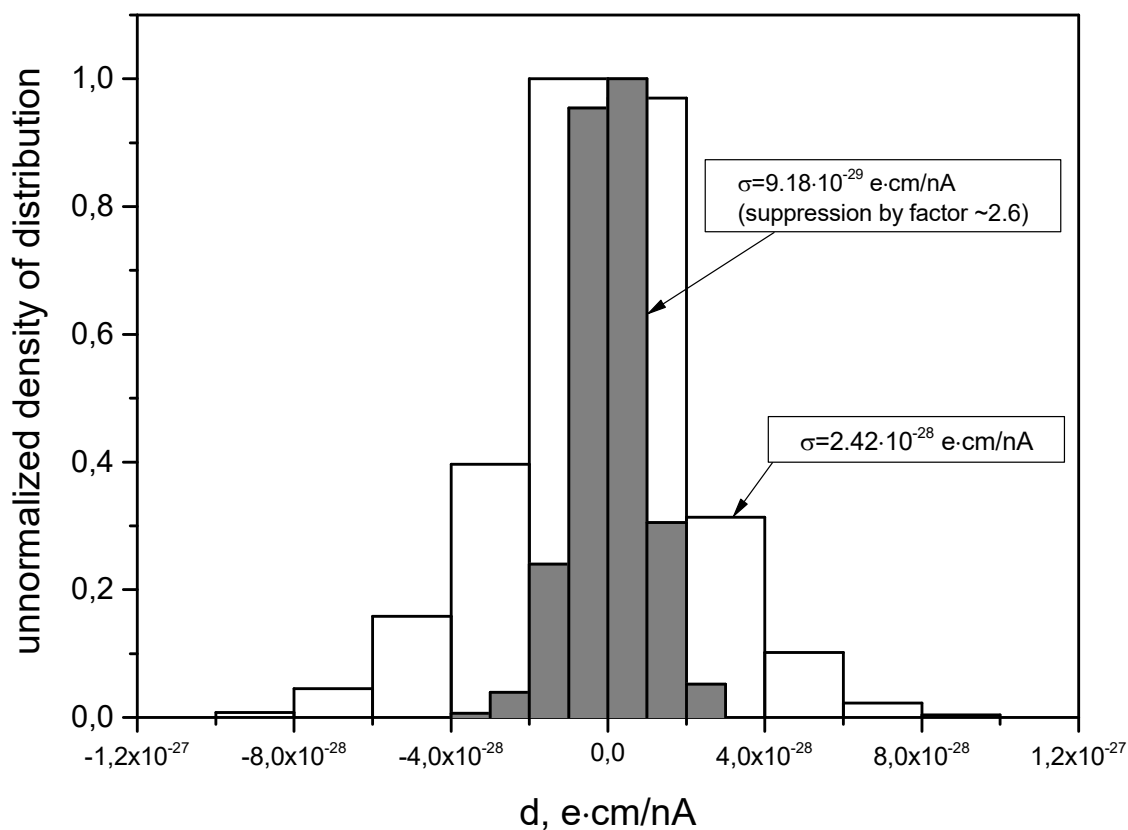


Рисунок 6.5. Распределение результатов расчета для случайных конфигураций токов утечки. Представлены гистограммы вычислений для двух независимых камер и для суммарного результата.

6.4. Выводы

Разработана компьютерная модель эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при помощи двухкамерного магнитно-резонансного спектрометра с длительным удержанием УХН. Было проведено моделирование ЭДМ измерений и прямой расчет влияния токов утечки на результат измерений. Получен систематический эффект от токов утечки, который составляет $<10^{-26}$ е·см. Данный эффект был учтен при получении результата эксперимента, который на уровне достоверности 90% устанавливает верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26}$ е·см [160].

Глава 7. Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций

В главе рассматривается возможность поиска нейтрон-антинейтронных осцилляций в эксперименте с УХН. Разработана МК модель эксперимента и произведена оценка чувствительности на новом источнике УХН создаваемом на реакторе ВВР-М.

7.1. Введение

В работе А.Д. Сахарова [134] указаны три условия возникновения Вселенной: нарушение барионного числа, С- и СР-нарушения и наличие неравновесного термодинамического процесса. При нарушении барионного числа становится возможным процесс перехода нейтрона в антинейтрон и обратно. В работе [167] было показано что все три условия А.Д. Сахарова могут выполняться для процесса превращения нейтрона в антинейтрон. Впервые о возможности экспериментального поиска нейтрон-антинейтронных осцилляций было упомянуто в работе [168]. Предложена схема эксперимента, когда поток нейтронов от реактора, пройдя некоторое расстояние в вакууме, падает на мишень. Осцилляции можно обнаружить по аннигиляции образовавшихся антинейтронов на мишени. Для проведения эксперимента необходимо экранирование магнитного поля Земли, так как оно подавляет амплитуду осцилляций. Вероятность обнаружить антинейтрон через время t определяется формулой:

$$P_{n\bar{n}} = \left(\frac{t}{\tau_{n\bar{n}}} \right)^2, \quad (7.1)$$

где $\tau_{n\bar{n}}$ - период нейтрон-антинейтронных осцилляций.

Чувствительность эксперимента определяется выражением $N \cdot t^2$, где N - число нейтронов попадающих в мишень в секунду, t - время пролета нейтрона до мишени.

В Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция) был осуществлен эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на пучке холодных нейтронов от реактора [169,170]. Нейтроны пролетали расстояние около 60 м со скоростью около 600 м/с в откачанной и экранированной от магнитного поля трубе. За время измерений $2.4 \cdot 10^7$ с антинейтронных событий зарегистрировано не было. Получена оценка на период осцилляций $\tau_{n\bar{n}} \geq 0.86 \cdot 10^8$ с (90% CL). Среднее время пролета нейтронов было 0.109 с. Чувствительность эксперимента составила $N \cdot t^2 = 1.5 \cdot 10^9$ н.с.

Наряду с пучковым экспериментом был рассмотрен метод проведения эксперимента с использованием хранения ультрахолодных нейтронов в материальной ловушке [171]. В дальнейшем он обсуждался в ряде публикаций, например [172,173]. Реализация эксперимента с УХН будет более компактной и менее дорогостоящей, так как при этом не требуется большой пролетной базы, как в случае с холодными нейтронами. Однако в ней имеются сложности детектирования сигнала от антинейтрона. В ловушке большого объема время свободного пролета УХН составляет около 1 с. Для получения высокой чувствительности эксперимента необходимо наличие мощного источника УХН.

Модельно зависимые ограничения на период осцилляций можно получить также из экспериментов по поиску нестабильности материи. Превращение в ядре нейтрона в антинейтрон приведет к его аннигиляции. Ограничение на период осцилляций из эксперимента Супер-Камиоканде составляет $\tau_{n\bar{n}} \geq 2.7 \cdot 10^8$ с [174].

Более подробно теория нейтрон-антинейтронных осцилляций описана в работе [175].

7.2. Монте-Карло модель эксперимента

На реакторе ВВР-М сейчас создаётся высокоинтенсивный источник УХН, в котором будет получена плотность на 2 порядка выше, чем на существующих в мире источниках УХН. Производительность источника составит 10^8 н/с. В связи с этим была произведена оценка чувствительности эксперимента с УХН на планируемом источнике по сравнению с чувствительностью эксперимента ИЛЛ [170].

Оценка чувствительности эксперимента была проведена методом Монте Карло. В расчете была смоделирована траектория каждого нейтрона с учетом гравитации. В моделировании использовалась программа [176]. УХН поступают из источника со сверхтекучим гелием в экспериментальный объем в постоянном режиме через нейтроновод диаметром 140 мм. Нейтроновод имеет внутри напыление $^{58}\text{NiMo}$ с граничной скоростью 7.8 м/м и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-4}$. Ловушка УХН имеет высоту 2.5 м. Вертикальный размер ловушки определяется высотой подскока УХН в гравитационном поле Земли. Расчеты выполнены для радиусов ловушки от 1 до 6 м. Ловушка напылена внутри Ве с граничной скоростью 6.8 м/м и коэффициентом потерь $3 \cdot 10^{-5}$. При отражении нейтронов от стенок нейтроноводов 0.7% отражений являются диффузными, а при отражении от стенок ловушки УХН - 90%. Вопросы регистрации событий аннигиляции в модели не рассматривались.

Варианты представления условий хранения для нейтрона и антинейтрона в ловушке показаны на Рисунке 7.1. Рассмотрены два крайних случая: 1) реальная часть потенциала отражения для нейтрона и антинейтрона близки или совпадают; 2) реальная часть потенциала отражения для антинейтрона близка к нулю. В первом случае можно ожидать отражение антинейтронов от стенок и накопление антинейтронной фазы. Во втором случае такого накопления не может быть. Антинейтрон входя в вещество немедленно аннигилирует. Для

первого случая коэффициент отражения антинейтронов не может быть достаточно высоким из-за большой мнимой части потенциала отражения для антинейтрона из-за сечения аннигиляции. Из-за этого коэффициент отражения для антинейтрона не может быть близок к 1, как это имеет быть для нейтрона.

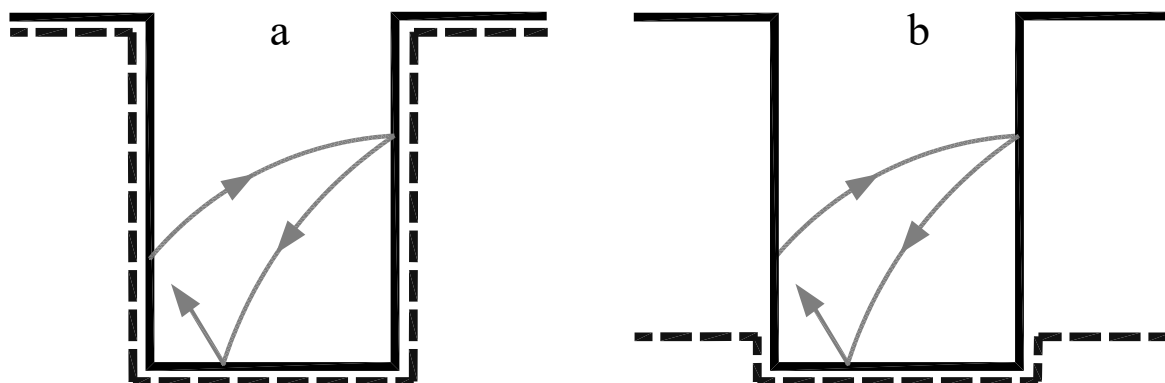


Рисунок 7.1. Варианты представления хранения ультрахолодных нейтронов в ловушке с частичным накоплением антинейтронной фазы (а) и без накопления антинейтронной фазы (b). Сплошная линия – реальная часть потенциального барьера для нейтрона, пунктирная линия – для антинейтрона.

В моделировании рассмотрены два подхода: с частичным накоплением антинейтронной фазы и без накопления. Для варианта с частичным накоплением антинейтронной фазы коэффициент отражения антинейтрона вычислялся по формуле:

$$\tilde{R} = \frac{\left| 1 - \sqrt{1 - \frac{\tilde{U}_0}{\tilde{E}_\perp} (1 - i\tilde{\eta})} \right|^2}{\left| 1 + \sqrt{1 - \frac{\tilde{U}_0}{\tilde{E}_\perp} (1 - i\tilde{\eta})} \right|^2}, \quad (7.2)$$

где \tilde{E}_\perp - нормальная составляющая энергии антинейтрона, $\tilde{U} = \tilde{U}_0 - i\tilde{W}$ - эффективный потенциал среды для антинейтронов, $\tilde{\eta} = \frac{\tilde{W}}{\tilde{U}_0}$. Возможный \tilde{R}

приведен на Рисунке 7.2. Коэффициент $\tilde{\eta}$ для антинейтронов принят равным 0.2, как среднее значение по ядрам [177]. При $\tilde{\eta}=0.2$ \tilde{R} меняется от ~ 0.3 до ~ 0.9 в зависимости от нормальной составляющей энергии подлетающего антинейтрона. Случай с частичным накоплением антинейтронной фазы в данной схеме соответствует тому, что реальная часть потенциала отражения для антинейтронов и нейтронов совпадают.

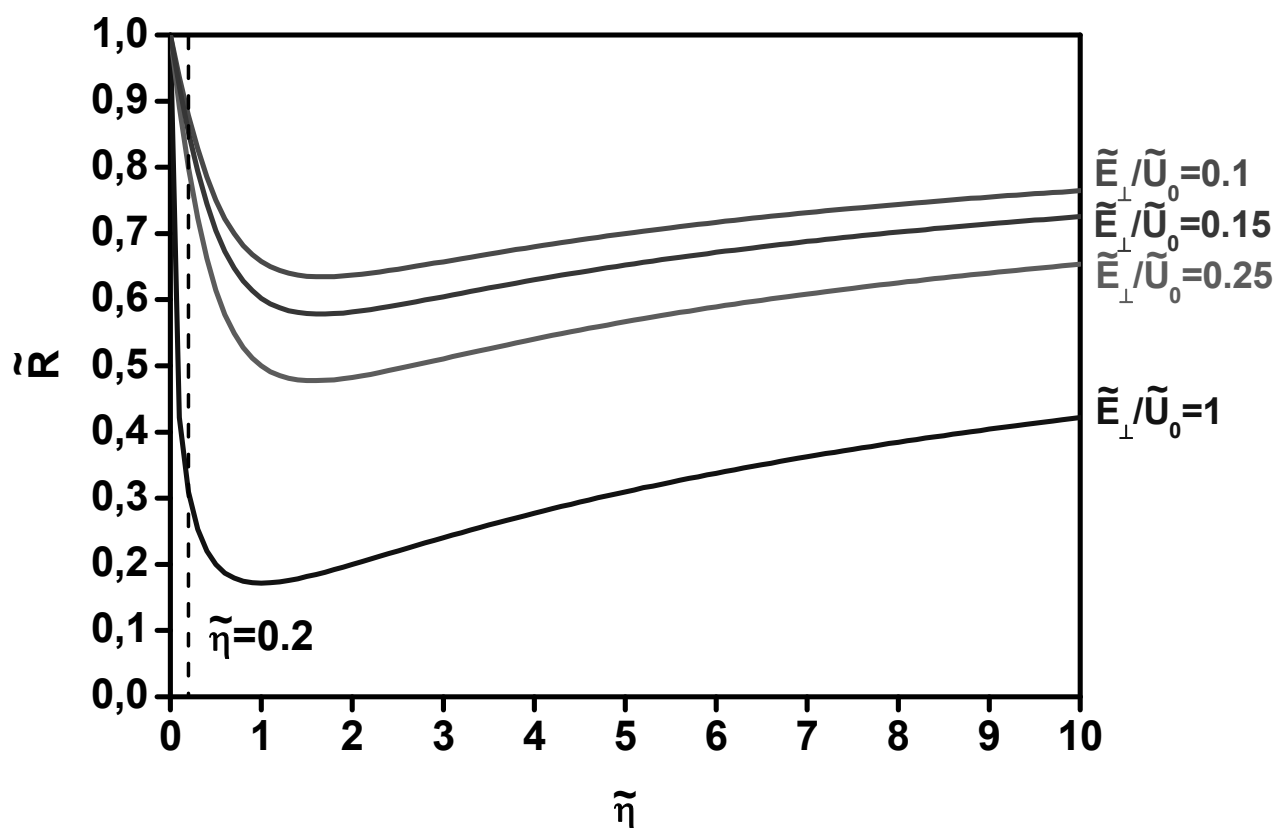


Рисунок 7.2. Коэффициент отражения антинейтрона в зависимости от $\tilde{\eta}$ для разных энергий.

Ниже представлены результаты моделирования. При увеличении радиуса цилиндрической ловушки высотой 2.5 м плотность УХН в ловушке будет падать (Рисунок 7.3). Но общее количество УХН будет расти, увеличивая чувствительность эксперимента (Рисунок 7.4).

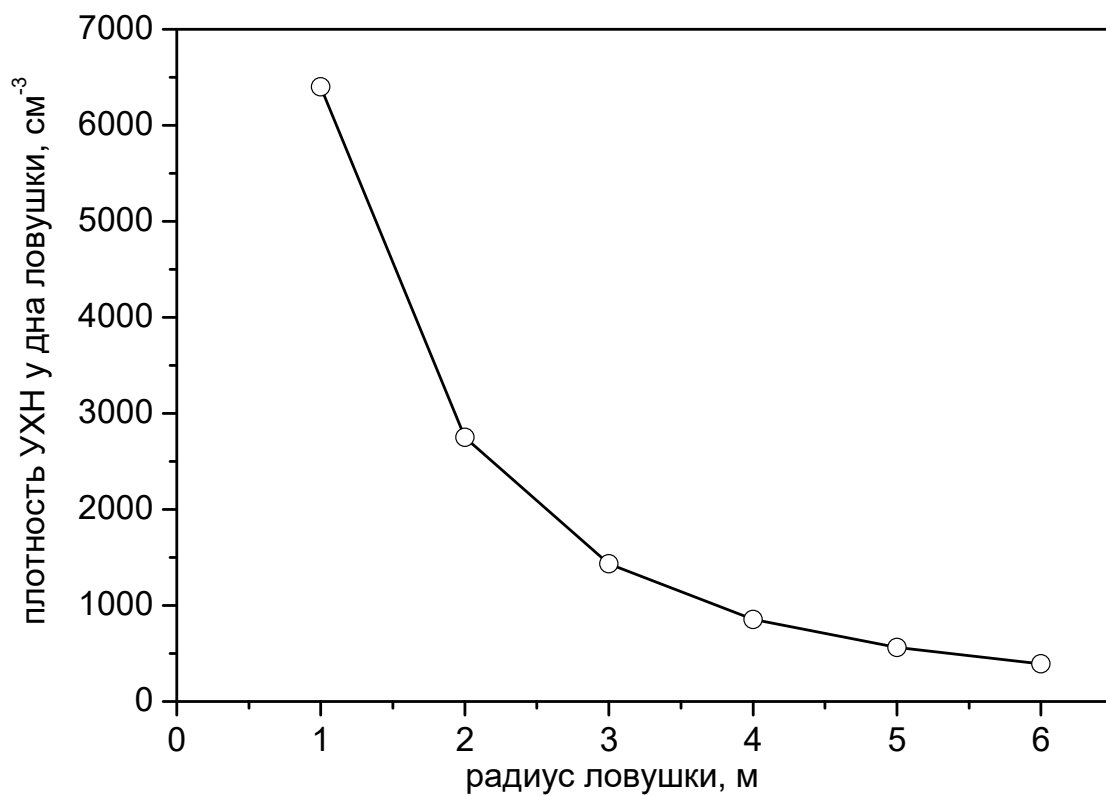


Рисунок 7.3. Плотность УХН около дна в ловушке.

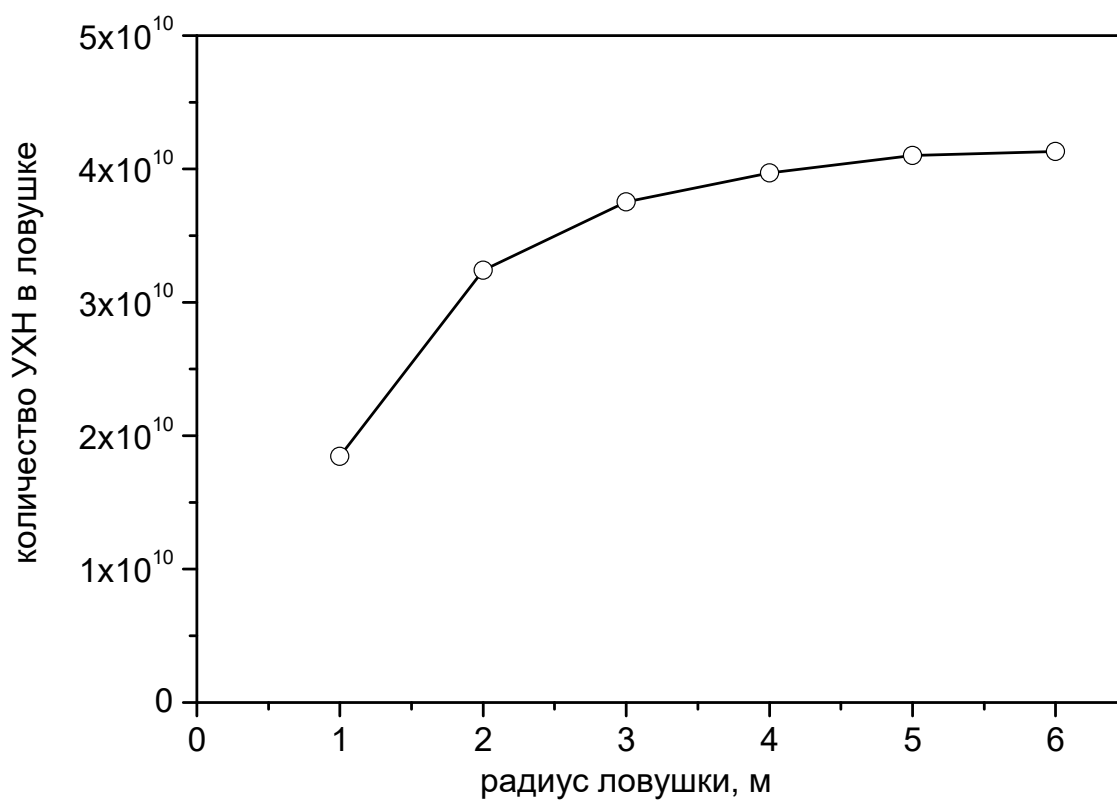


Рисунок 7.4. Количество УХН в ловушке.

На Рисунке 7.5 приведены две зависимости увеличения чувствительности от радиуса ловушки для схемы: с частичным накоплением антинейтронной фазы (верхняя кривая) и без накопления (нижняя кривая). Увеличивать радиус ловушки больше 3-х метров является неэффективным. При радиусе ловушки 3 м чувствительность эксперимента составила $2.7 \cdot 10^{10}$ н·с для варианта без накопления антинейтронной фазы и $1.2 \cdot 10^{11}$ н·с для варианта с частичным накоплением. Таким образом, можно сделать вывод о возможности улучшения чувствительности эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций в $\sim 20-80$ раз в зависимости от модели отражения нейтрона от стенок при радиусе ловушки 3 м [178].

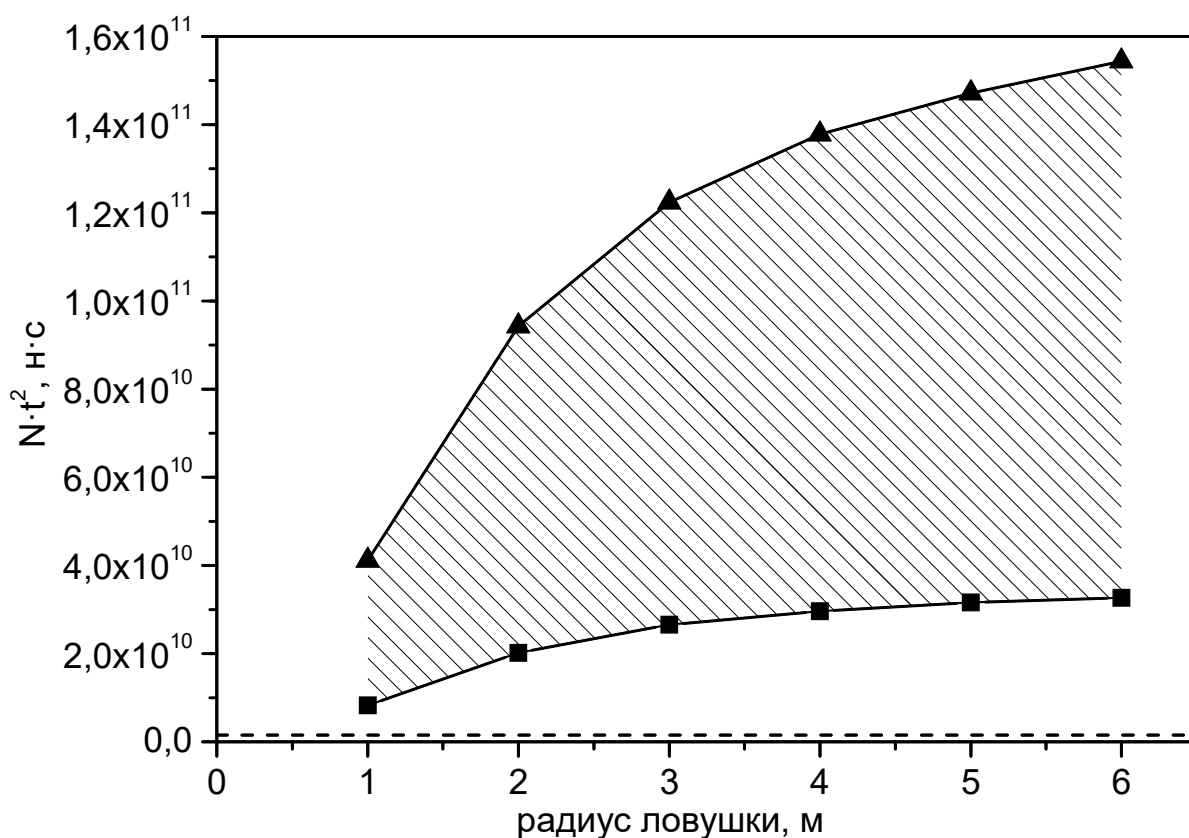


Рисунок 7.5. Чувствительность эксперимента в зависимости от радиуса объема хранения УХН: ■ — для варианта без накопления антинейтронной фазы, ▲ — для варианта с частичным накоплением антинейтронной фазы. Пунктирная линия — чувствительность эксперимента в ИЛЛ [170].

Период осцилляций определяется по формуле:

$$\tau_{n\bar{n}} = \sqrt{\frac{(N \cdot t^2) \cdot T \cdot \varepsilon}{\tilde{N}}}, \quad (7.3)$$

где T - время набора статистики, ε - эффективность регистрации, \tilde{N} - число событий-кандидатов. При отсутствии антинейтронных событий ($\tilde{N} \leq 2.3$ при 90% CL) за 3 года набора статистики при $\varepsilon = 0.9$ можно получить ограничение на период осцилляций: $\tau_{n\bar{n}} \geq (1 \div 2) \cdot 10^9$ с (90% CL).

На Рисунке 7.6 представлено распределение времен пролета УХН для ловушек разного радиуса.

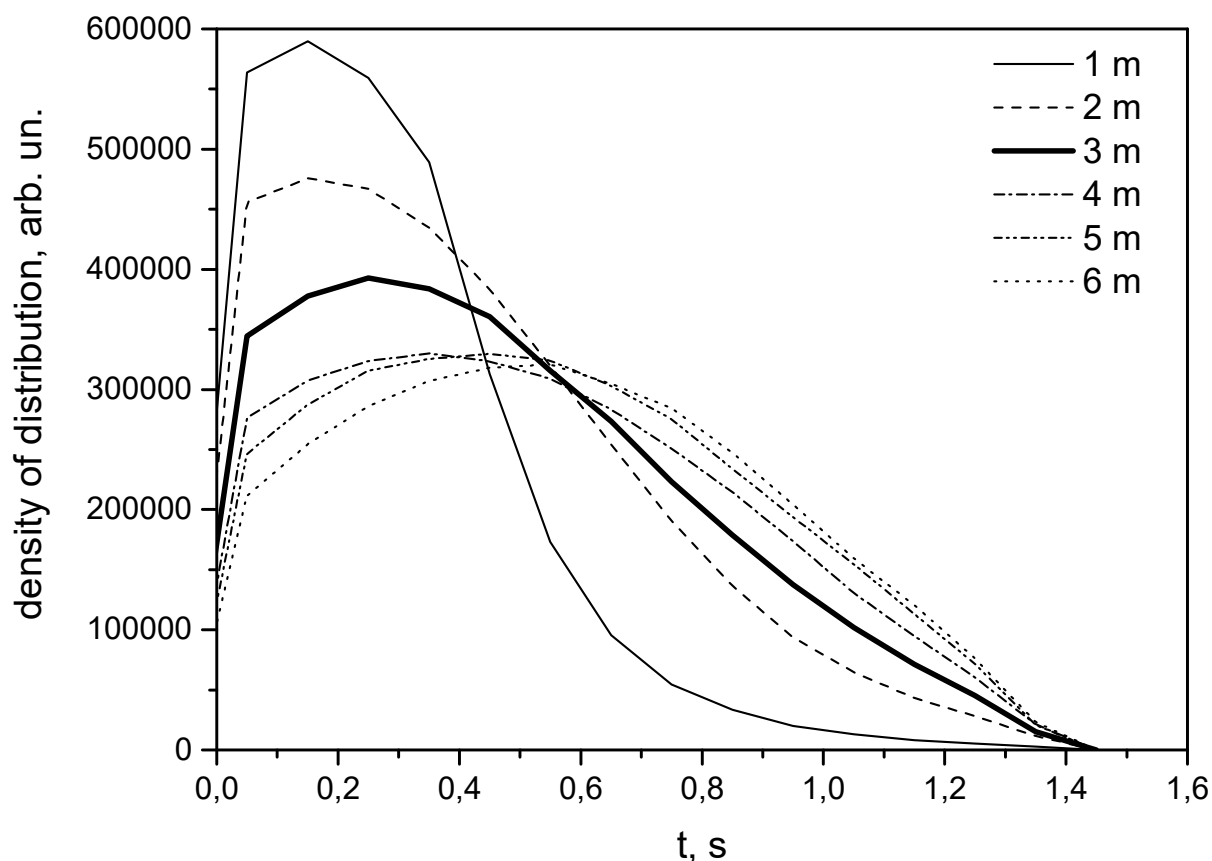


Рисунок 7.6. Распределение времен свободного пролета нейтронов для ловушек разного радиуса.

7.3. Проект эксперимента на реакторе ВВР-М

При планировании экспериментальной зоны главного зала реактора ВВР-М было получено, что доступное место позволяет использовать ловушку УХН с площадью в плане не более 2x4 м (Рисунок 7.7). При таких размерах возможно размещение установки и ее обслуживание с учетом имеющейся инфраструктуры.

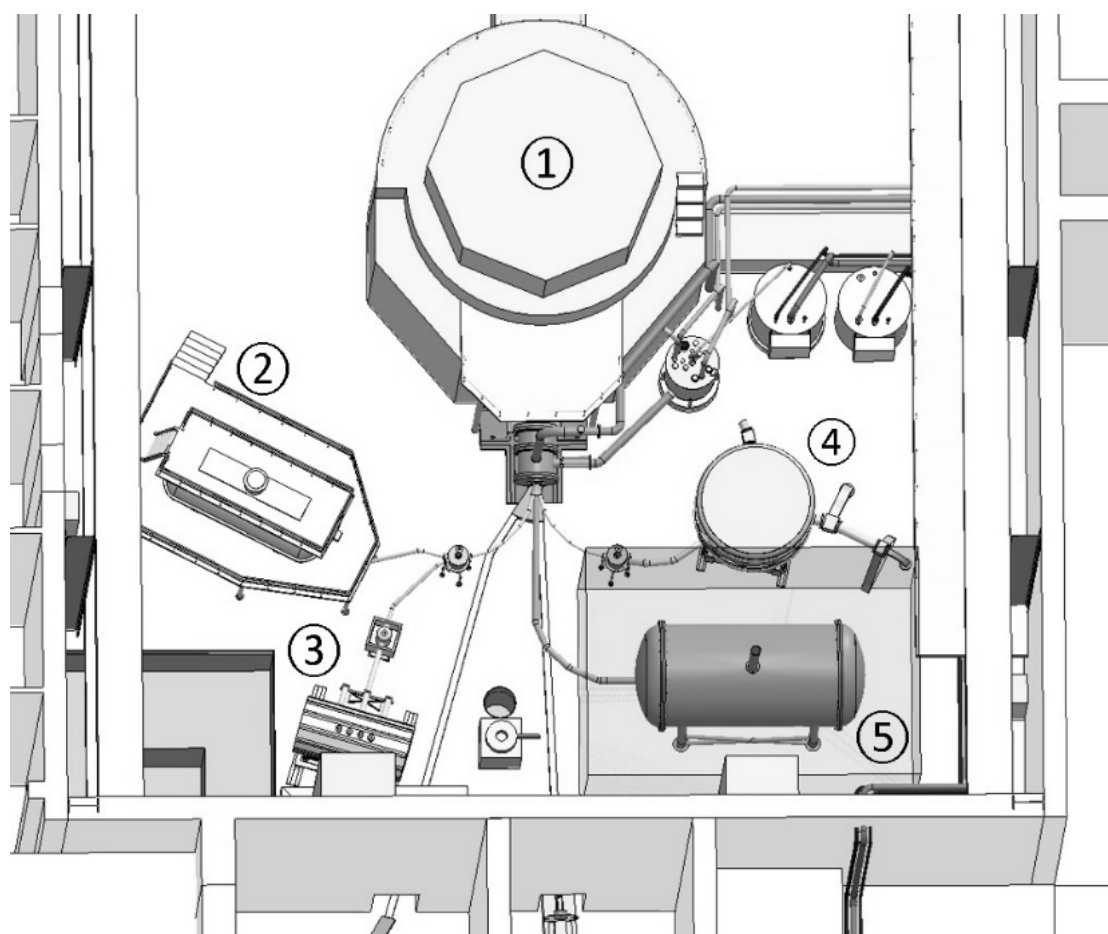


Рисунок 7.7. План главного зала реактора ВВР-М с комплексом экспериментальных установок на источнике УХН: 1 – реактор ВВР-М, 2 – установка по измерению времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой, 3 – установка по поиску зеркальной темной материи, 4 – эксперимент по поиску электрического дипольного момента нейтрона, 5 – установка для поиска нейтрон-антинейтронных осцилляций (детекторная система показана прозрачной).

Произведена серия расчетов, в которых ловушка УХН имеет длину 4 м. Расчеты выполнены для прямоугольного и круглого сечений ловушки. Из результатов расчетов (Рисунок 7.8) видно, что чувствительность для ловушки с круглым сечением диаметром 2 м такая же, как и у ловушки с квадратным сечением 2x2 м. В основном это связано с тем, что в ловушке с круглым сечением УХН лучше хранятся из-за меньшего количества высокоэнергичных соударений с дном ловушки. Также в ловушке с круглым сечением меньше коротких времен пролета между соударениями (Рисунок 7.9).

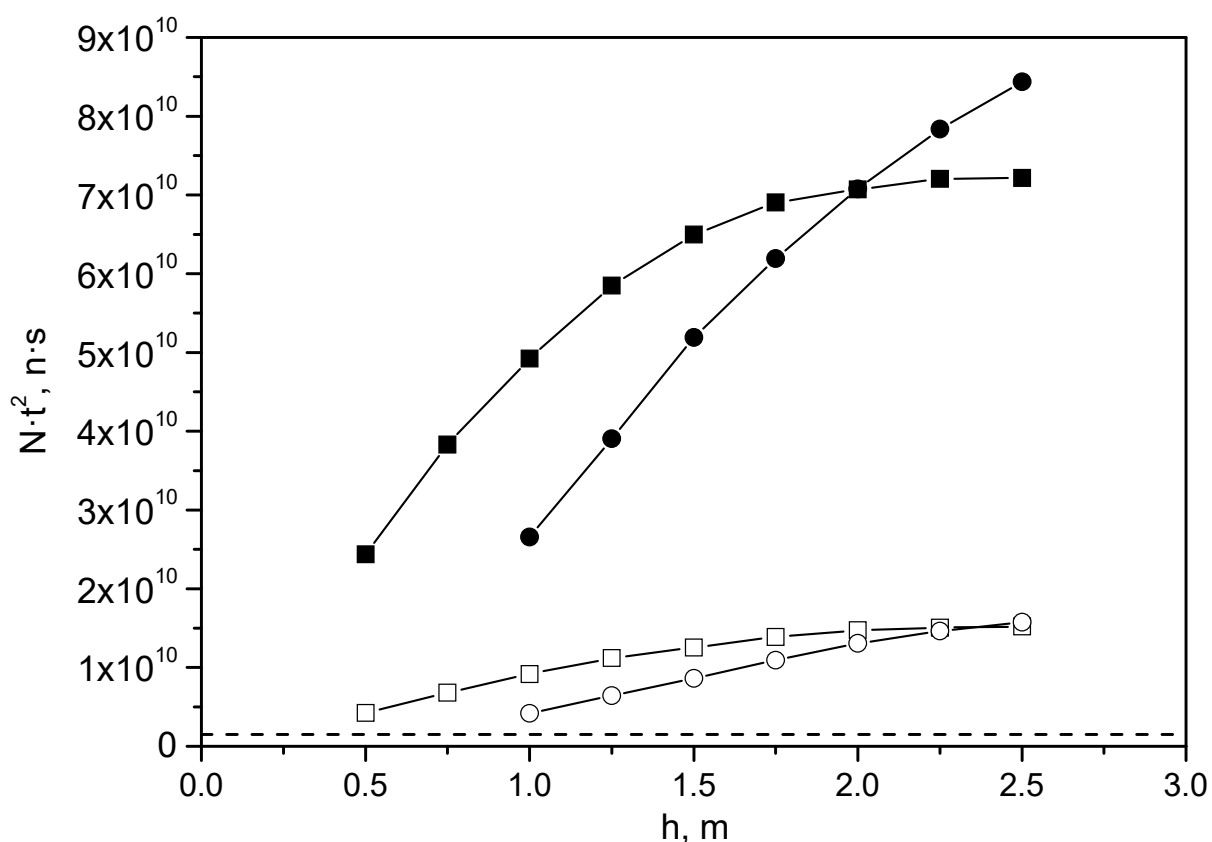


Рисунок 7.8. Чувствительность эксперимента в зависимости от высоты ловушки УХН с прямоугольным (■) и круглым (●) сечением. Ширина ловушки с прямоугольным сечением составляет 2 м. Длина ловушек – 4 м. Заполненные значки соответствуют случаю с частичным накоплением антинейтронной фазы. Пустые значки соответствуют случаю без накопления антинейтронной фазы. Пунктирная прямая – чувствительность эксперимента ИЛЛ.

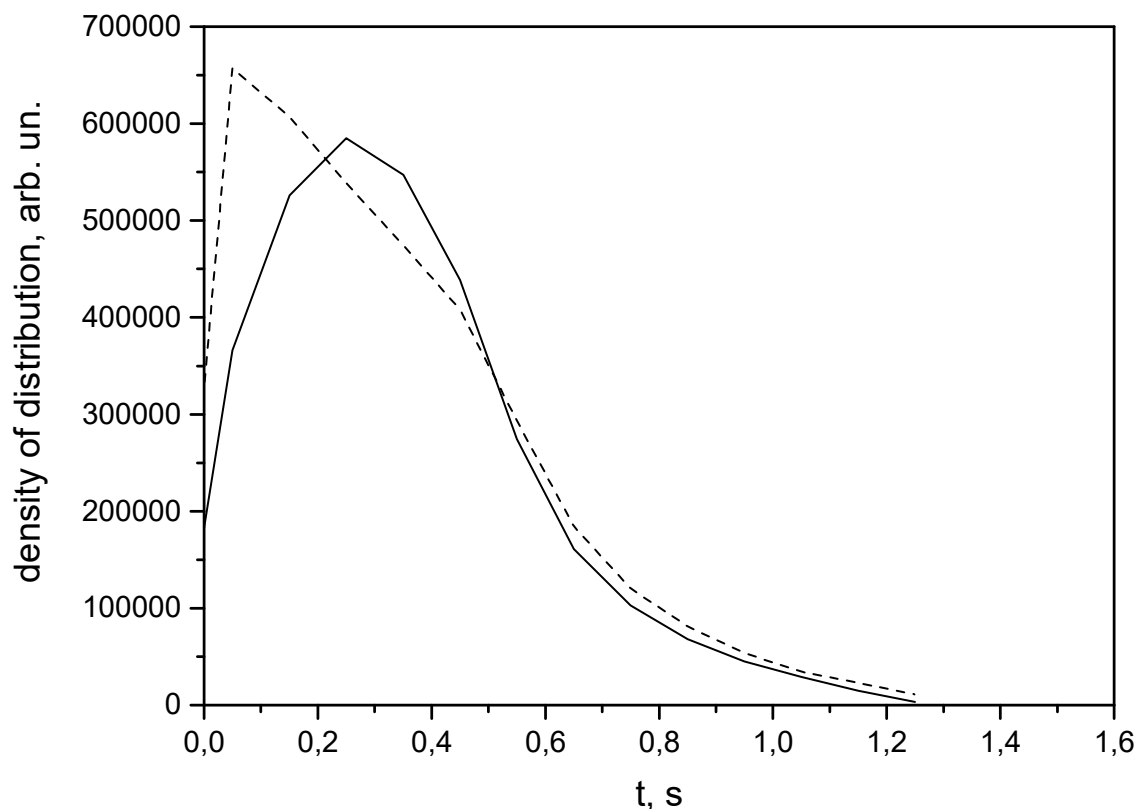


Рисунок 7.9. Распределение времен свободного пролета нейтронов: штриховая линия – ловушка с квадратным сечением 2x2 м, сплошная линия – ловушка с круглым сечением диаметром 2 м.

На Рисунке 7.10 показана чувствительность эксперимента в зависимости от длины камеры хранения длиной 2 м. По результатам расчетов принято решение о том, что конструкция установки разрабатывается для ловушки УХН диаметром 2 м и длиной 4 м. При этом чувствительность эксперимента ИЛЛ может быть превышена в 10-40 раз в зависимости от модели отражения нейтронов от стенок [179-182].

Благодаря воздействию гравитации плотность УХН больше у доньшка ловушки и количество соударений со стенками распределено неравномерно по поверхности ловушки (Рисунок 7.11). Так как в данном эксперименте стенки ловушки играют роль аннигиляционной мишени, данное распределение важно для моделирования системы, регистрирующей продукты аннигиляции.

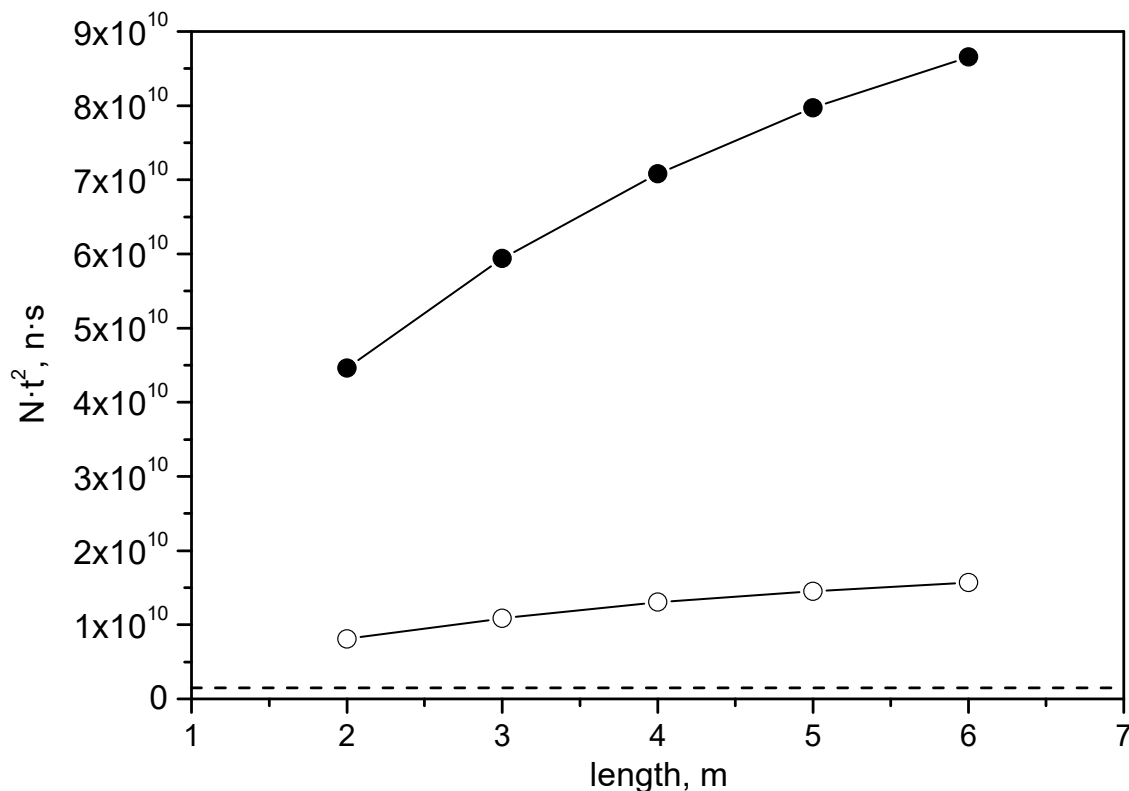


Рисунок 7.10. Чувствительность эксперимента в зависимости от длины камеры хранения диаметром 2 м. Заполненные значки соответствуют случаю с частичным накоплением антинейтронной фазы. Пустые значки соответствуют случаю без накопления антинейтронной фазы. Пунктирная прямая – чувствительность эксперимента ИЛЛ.

В соответствии с геометрией ловушки УХН разработана конструкция экспериментальной установки. Поскольку установка обладает осевой симметрией, поэтому все основные части установки представляют собой коаксиальные цилиндры, которые послойно окружают ловушку УХН (Рисунок 7.12).

При измерениях УХН непрерывно поступают по нейтроноводу (1) от источника в ловушку (2), которая располагается внутри вакуумной камеры (3). Ловушка УХН изготовлена из 3-х мм меди и с внутренней стороны напылена сплавом $^{58}\text{NiMo}$. Вакуумная камера изготовлена из 10 мм алюминия и монтируется на выдвижные опоры. Расчетный рабочий вакуум в вакуумной

камере составляет 10^{-5} мбар. Непосредственно на ее корпус последовательно закрепляются два слоя пропорциональных камер. Вместе эти два слоя формируют внутреннюю часть трекового детектора (4). Сборки внутреннего слоя трекового детектора диаметром порядка 260 см, которые образуют торцы цилиндра, также выполнены из пропорциональных камер.

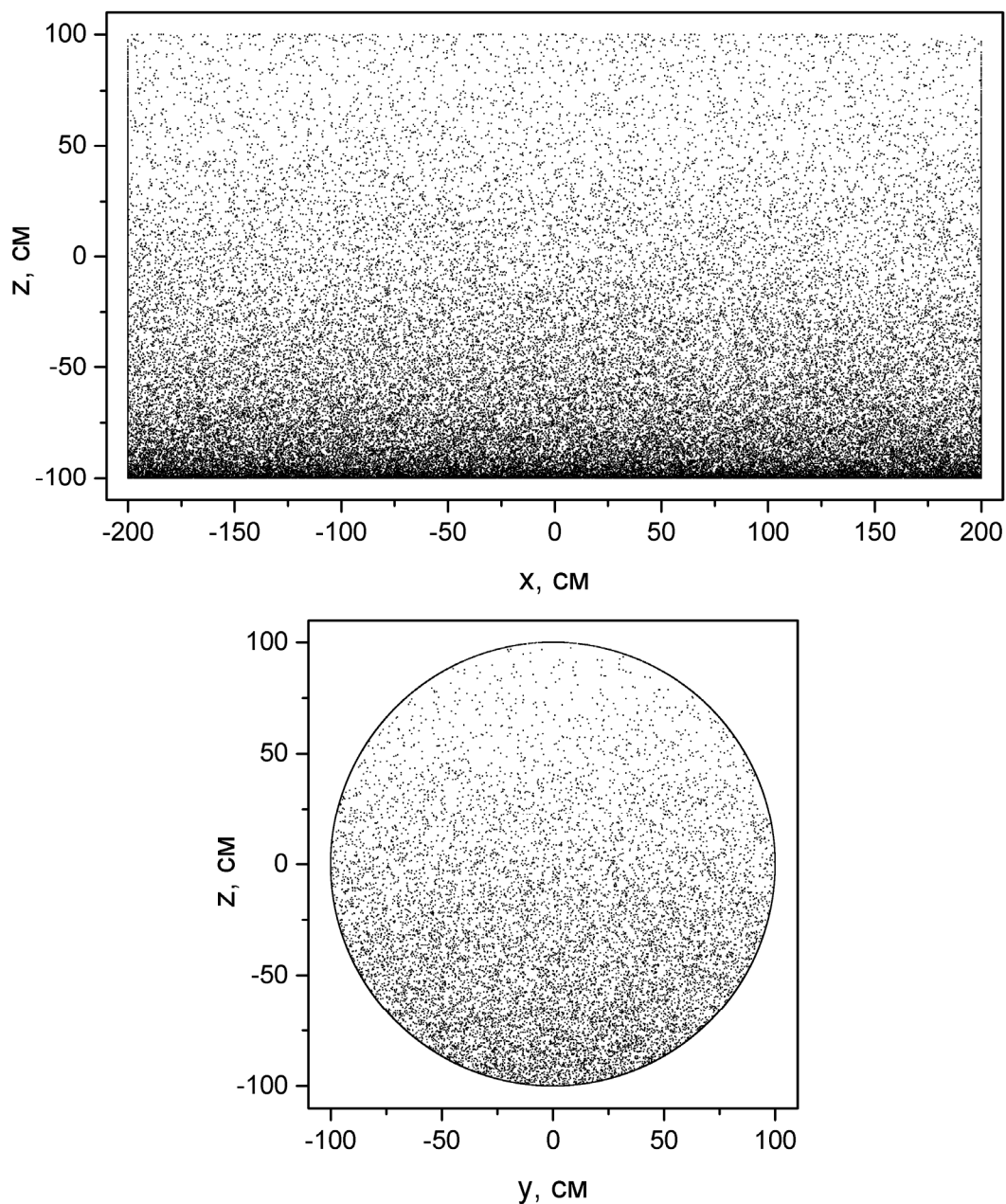


Рисунок 7.11. Распределение точек соударения нейтронов со стенками ловушки.

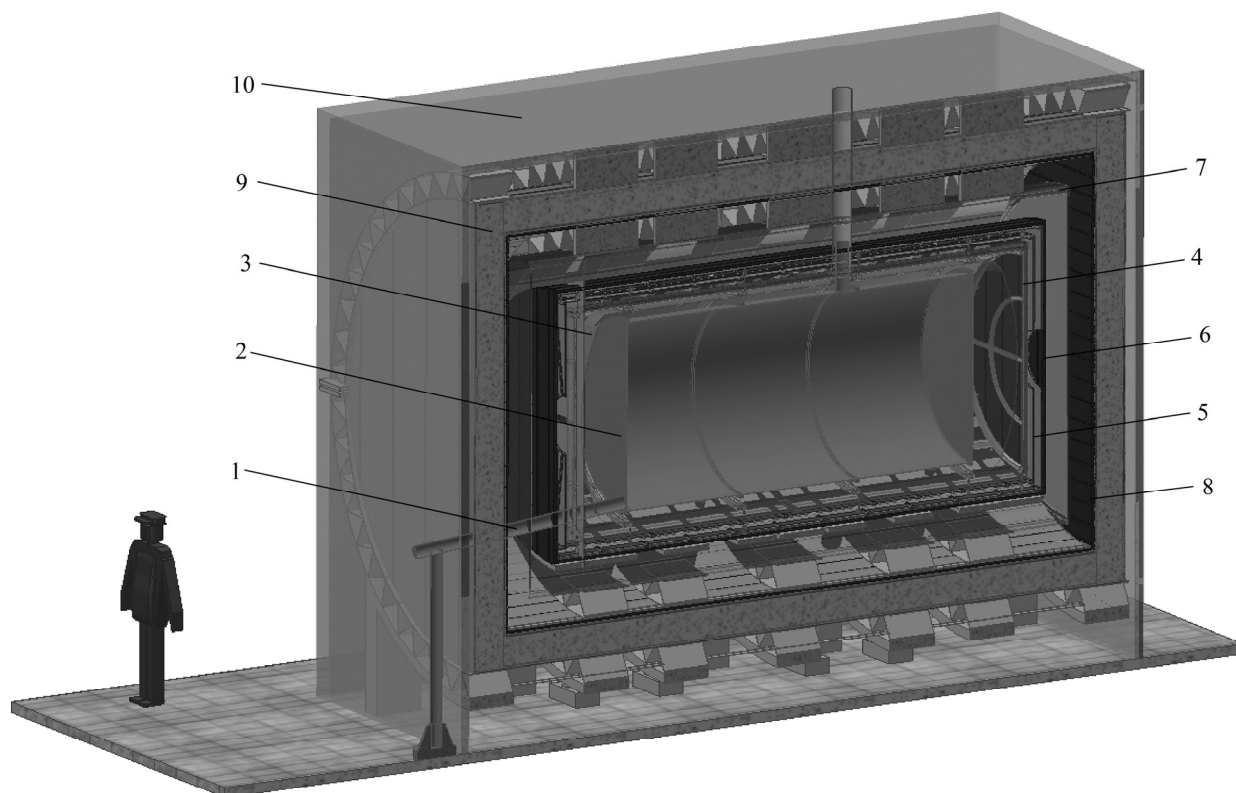


Рисунок 7.12. Схема установки по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций: 1 – нейтроновод, 2 – ловушка УХН, 3 – вакуумная камера, 4 – внутренняя часть трекового детектора, 5 – двухслойный магнитный экран, 6 – внутренний слой годоскопа, 7 – промежуточный слой трекового детектора, 8 – внутренний слой годоскопа, 9 – внешний слой годоскопа, 10 – активная защита.

Поверх трекового детектора (4), расположенного на вакуумной камере, монтируется двухслойный магнитный экран из MUMETALL (5) толщиной 1.5 мм с максимальной магнитной проницаемостью 250000. Расстояние между слоями экрана 10 см. Каркас каждого из двух магнитных экранов в нижней части крепится к опорам вакуумной камеры. Поверх магнитного экрана (5) монтируется первый – внутренний слой годоскопа (6) собираемый из пластин сцинтиллятора. На расстоянии 24 см от внутреннего слоя годоскопа монтируется промежуточный слой трекового детектора (7). Диаметр

промежуточного слоя трекового детектора равен 360 см, длина 600 см. Далее идет второй, внешний, слой годоскопа (8). Наиболее тяжелой частью установки является наружный слой трекового детектора (9), состоящий из 12-ти слоев. Каждый слой включает в себя пропорциональную камеру, слой алюминия и слой свинца. Для защиты от космического излучения предусмотрена активная защита (10), которая представляет собой листы пластика-сцинтиллятора толщиной 30 мм.

Следует отметить, что существует проект эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с холодными нейтронами на ESS спалэйшен источнике [183-185]. Улучшение чувствительности по сравнению с экспериментом ИЛЛ будет произведено за счет увеличения пролетной базы, увеличения площади мишени и использования суперзеркального отражателя, расположенного сразу за источником нейтронов. Планируется, что в нем будет улучшена чувствительность эксперимента ИЛЛ на 2-3 порядка, т.е. приблизительно на порядок лучше, чем в рассмотренном варианте с УХН. Однако представляется важным получение результата в независимом эксперименте с использованием другой методики. Кроме того, реализация эксперимента с УХН является более компактной и существенно менее дорогостоящей.

7.4. Выводы

Рассмотрена возможность проведения эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на разрабатываемом источнике УХН на реакторе ВВР-М. Для оценки чувствительности эксперимента создана его компьютерная модель. Роль аннигиляционной мишени играют стенки ловушки УХН. Рассмотрено 2 модели отражения нейтронов от стенок: (1) реальная часть потенциала отражения для нейтрона и антинейтрона близки или совпадают;

(2) реальная часть потенциала отражения для антинейтрона близка к нулю. По результатам расчетов принято решение о том, что конструкция установки разрабатывается для ловушки УХН в форме горизонтального цилиндра диаметром 2 м и длиной 4 м. В результате моделирования получено, что чувствительность существующего эксперимента ИЛЛ [170] может быть превышена в 10-40 раз в зависимости от модели отражения нейтронов от стенок.

Глава 8. Эксперимент “Нейтрино-4” по поиску стерильного нейтрино

Глава посвящена моделированию детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» на реакторе СМ-3. Рассмотрены различные конфигурации установки на этапе проектирования. Получен расчетный спектр мгновенных сигналов и произведено сравнение с экспериментом.

8.1. Осцилляции нейтрино

В настоящее время активно обсуждается возможность существования стерильного нейтрино. Предполагается, что благодаря переходу реакторных антинейтрино в стерильное состояние может наблюдаться эффект осцилляций на коротких расстояниях от реактора и дефицит потока реакторных антинейтрино на больших расстояниях [186, 187].

Ещё в 1967 году Б.М. Понтекорво, первоначально предполагал [188-190], что возможны переходы нейтрино в стерильное состояние. Дальнейшее развитие идеи нейтринных осцилляций позволило описать нейтринные осцилляции в модели трех нейтринных поколений. Картина этого явления достаточно полно может быть представлена матрицей Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [191]. Однако имеется ряд экспериментальных фактов, которые указывают на необходимость расширения этой схемы.

Первый из них связан с так называемой LSND аномалией [192], которая в дальнейшем изучалась в экспериментах MiniBooNE и MINOS [193-195]. Другим экспериментальным фактом является галлиевая аномалия [196,197], возникшая в калибровке галлиевых нейтринных детекторов. В настоящее время в Баксанской нейтринной обсерватории проводится эксперимент BEST [198] по проверке галлиевой аномалии и поиску стерильного нейтрино. Некоторые указания на необходимость введения дополнительного типа нейтрино следуют

из анализа процессов первичного нуклеосинтеза [199] и при формировании крупномасштабных структур во Вселенной [200,201]. Кроме того, стерильные нейтрино рассматриваются в качестве кандидатов на тёмную материю во Вселенной [202].

Наконец, в начале 2011 года было заявлено о реакторной антинейтринной аномалии [186,187]. Дополнительный анализ данных, связанных с производством нейтрино в реакторах показал, что расчётный поток нейтрино следует увеличить на 3%. Тем самым возник дефицит зарегистрированных событий в нейтринных экспериментах. Некоторый вклад ($\sim 0.7\%$) в этот дефицит внесён изменением времени жизни нейтрона, в соответствии с новыми данными эксперимента [3]. Время жизни нейтрона уменьшилось приблизительно на 1% [4,32], соответственно на 1% возросла эффективность нейтринных детекторов, так как в эффективность нейтринных детекторов входит сечение реакции обратного бета-распада нейтрона.

Отношение наблюдаемого антинейтринного потока к предсказанному в различных реакторных экспериментах оценивается как 0.934 ± 0.024 [202]. Эффект составляет 3 стандартных отклонения. Этого недостаточно, чтобы с уверенностью утверждать о реакторной антинейтринной аномалии. Следует также отметить, что обсуждавшиеся ранее эффекты также находятся на уровне достоверности 2.5 – 3.0 стандартных отклонений, поэтому проведение новых и более точных экспериментов является исключительно важным. Обзор экспериментальных результатов по изучению осцилляций нейтрино представлен в работе [203].

Важно отметить, что метод сравнения измеренного нейтринного потока от реактора с ожидаемым рассчитанным значением требует точной оценки потока антинейтрино от реактора и эффективности нейтринного детектора. Это метод абсолютных измерений. Гипотеза осцилляций в стерильное состояние может быть проверена прямым измерением зависимости нейтринного потока и

нейтринного спектра на различных расстояниях в диапазоне 6-12 м. Это метод относительных измерений, который может быть более точным. Для этого детектор должен быть передвижным и спектрально чувствительным. Эксперимент «Нейтрино-4» [204-218] нацелен на подтверждение возможного существования стерильного нейтрино с определенным уровнем достоверности или же на опровержение этой гипотезы. Для наблюдения осцилляций в стерильное состояние необходимо зарегистрировать отклонение зависимости нейтринного потока от расстояния от закона $1/L^2$. Если процесс осцилляций в стерильное состояние действительно имеет место, он может быть описан на коротких расстояниях следующей формулой:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{14} \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{14}^2 [\text{эВ}^2] L [\text{м}]}{E_{\bar{\nu}} [\text{МэВ}]} \right), \quad (8.1)$$

где $E_{\bar{\nu}}$ - энергия антинейтрино, и Δm_{14}^2 , $\sin^2 2\theta_{14}$ неизвестные параметры осцилляций. В ходе эксперимента необходимо проводить измерения потока и спектра антинейтрино как можно ближе к практически точечному источнику антинейтрино.

Для проведения подобного рода экспериментов предпочтительно использовать исследовательские реакторы, так как они имеют малые размеры активной зоны и возможность расположения нейтринного детектора на коротком расстоянии от неё. К сожалению, помещения исследовательских реакторов, как правило, подвержены значительному влиянию нейтронного и гамма фонов, что затрудняет их использование в качестве площадок для низкофоновых экспериментов. Благодаря некоторым конструктивным особенностям реактор СМ-3 (г. Димитровград, Россия) обеспечивает наиболее подходящие условия для экспериментов по поиску нейтринных осцилляций на коротких расстояниях. Но реактор СМ-3, как и другие исследовательские реакторы, расположен на поверхности Земли, и поэтому, космический фон является самой главной трудностью в проведении данного эксперимента.

Реактор обладает компактной активной зоной (35x42x42 см³) при высокой мощности 100 МВт. В связи с проведенной реконструкцией реактора экспериментальный зал обладает низкими фоновыми условиями.

В настоящий время в мире существует ещё несколько реакторных экспериментов (DANSS [219], NEOS [220], STEREO [221], PROSPECT [222], SoLiD [223]), основной задачей которых является поиск осцилляций в стерильное состояние. Следует отметить, что эксперименты DANSS и NEOS проводятся на промышленных реакторах атомных станций с активными зонами большого размера.

8.2. Схема детектора реакторных антинейтрино

Детектор сцинтилляционного типа основан на использовании реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Сначала детектор регистрирует позитрон, энергия которого определяется энергией антинейтрино, а также 2 аннигиляционных гамма кванта с энергией по 511 кэВ. Возникающий в реакции нейтрон поглощается гадолинием с образованием каскада гамма квантов с суммарной энергией около 8 МэВ. В детекторе регистрируется два последовательных сигнала от позитрона и нейтрона. Спектр антинейтрино восстанавливается из спектра позитронов, так как в первом приближении связь между энергией позитрона и антинейтрино линейна: $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1.8 \text{ МэВ}$. Для выделения искомого сигнала регистрации реакторных антинейтрино следует использовать режим антисовпадений с мюонной активной защитой, а также режим задержанных совпадений, схема которого представлена Рисунке 8.1. Прототипом детектора такого типа является детектор в эксперименте на атомной станции в Ровно [224]

Для моделирования детектораразработана Монте-Карло модель [225]. В процессе разработки и развития эксперимента произведено моделирование

различных вариантов детектора. К основным смоделированным конфигурациям можно отнести: (1) модель детектора без секционирования [206,210], (2) модель детектора с секционированием [211,214], (3) полномасштабный детектор без секционирования [208], (4) полномасштабный детектор с секционированием [212, 215-217].

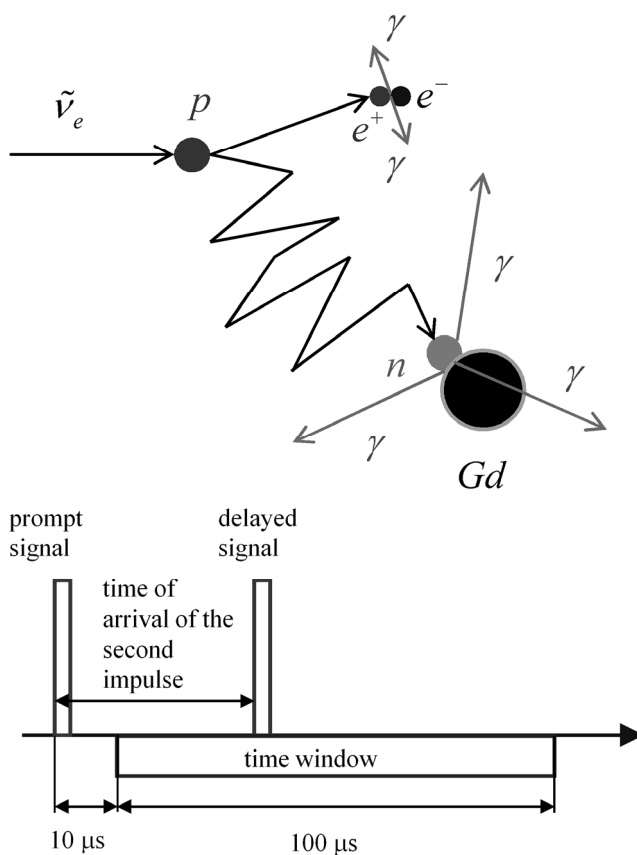


Рисунок 8.1. Процесс регистрации реакторных антинейтрино и схема задержанных совпадений.

Схема полномасштабного детектора с пассивной и активной защитой показана на Рисунке 8.2. Полномасштабный детектор имеет объем жидкого сцинтиллятора 1.8 м^3 (5×10 секций с размерами $0.225 \times 0.225 \times 0.85 \text{ м}^3$, заполненных сцинтиллятором на высоту 0.70 м). Активная защита детектора состоит из внешней и внутренней части по отношению к пассивной защите. Внутренняя активная защита расположена над детектором и под ним. Пассивная защита образует «домик» объемом $2 \times 2 \times 8 \text{ м}^3$. Детектор имеет

многосекционную структуру. Для производства измерений детектор может перемещаться в различные позиции на расстояние кратное размеру секции. В результате разные секции проходят через одинаковые расстояния от реактора за исключением краевых ситуаций на ближнем и дальнем расстояниях. Целью создания секционированного детектора является использование дополнительных критериев для отбора нейтринных событий.

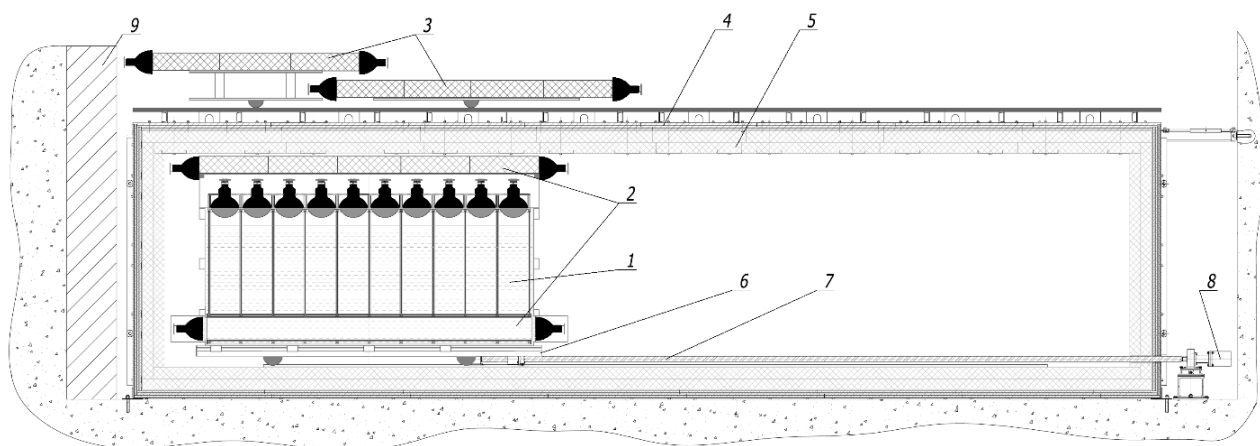


Рисунок 8.2. Общая схема экспериментальной установки: 1 - детектор реакторных антинейтрино, 2 - внутренняя активная защита, 3 - внешняя активная защита (зонтик), 4 - стальная и свинцовая пассивная защита, 5 - борированный полиэтилен пассивной защиты, 6 - передвижная платформа, 7 - винт подачи, 8 - шаговый двигатель, 9 - защита от быстрых нейтронов из железной дроби.

8.3. Моделирование детектора

Ниже приведен пример моделирования полномасштабного детектора с секционированием. На Рисунке 8.3а представлено распределение счета ФЭУ (число зарегистрированных фотонов) от позитронов разных энергий. На Рисунке 8.3б представлены распределения сигналов от позитронных и нейтронных событий.

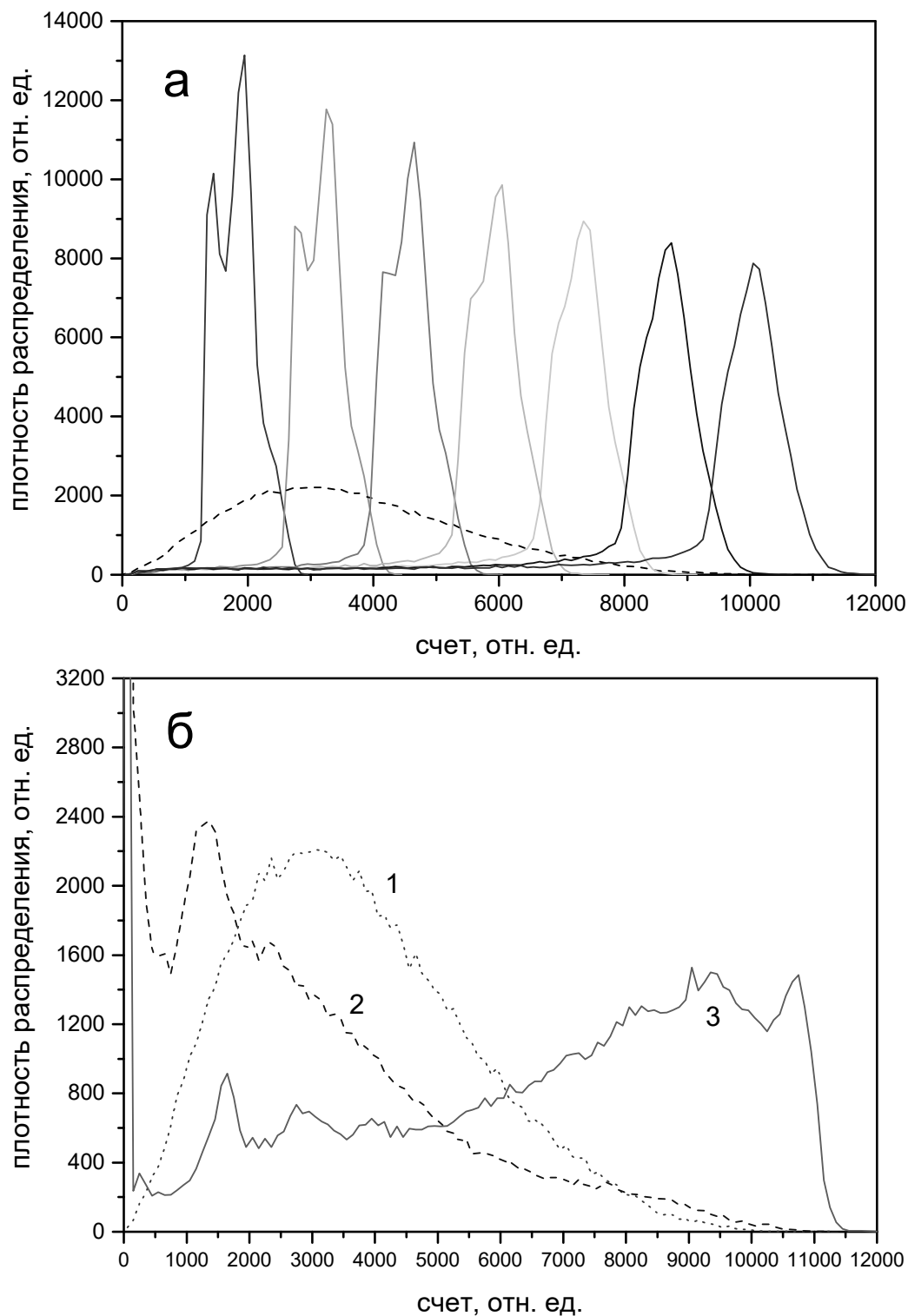


Рисунок 8.3. (а) Распределение счета ФЭУ от позитронных событий (позитрон и 2 гамма-кванта) с энергией позитрона от 1 до 7 МэВ. Штриховая линия – распределение для спектра позитронов. (б) Сигналы от позитронного события (1) и нейтронного события (2 – используются ФЭУ только секции события; 3 – используются ФЭУ всех секций).

В программе моделируется траектория каждого фотона с учетом длины пробега в сцинтилляторе и отражений от стенок. Электронный сигнал с ФЭУ пропорционален числу фотонов, пришедших на фотокатод. Поэтому анализ проводился в единицах числа фотонов, достигших ФЭУ.

Произведен тестовый эксперимент с секцией активной защиты и источником света. Вертикальная секция имела размеры $1 \times 1 \times 0.1 \text{ м}^3$. Секция была заполнена водой. Светосбор осуществляется 4 ФЭУ-49Б, расположенными наверху. В качестве стенок секции использовались зеркала на основе органического стекла. Источник света опускался сверху в центре секции и был направлен вверх. Над ним располагался рассеиватель в виде матового стекла для имитации изотропного источника света. На Рисунке 8.4 представлены результаты эксперимента и моделирования.

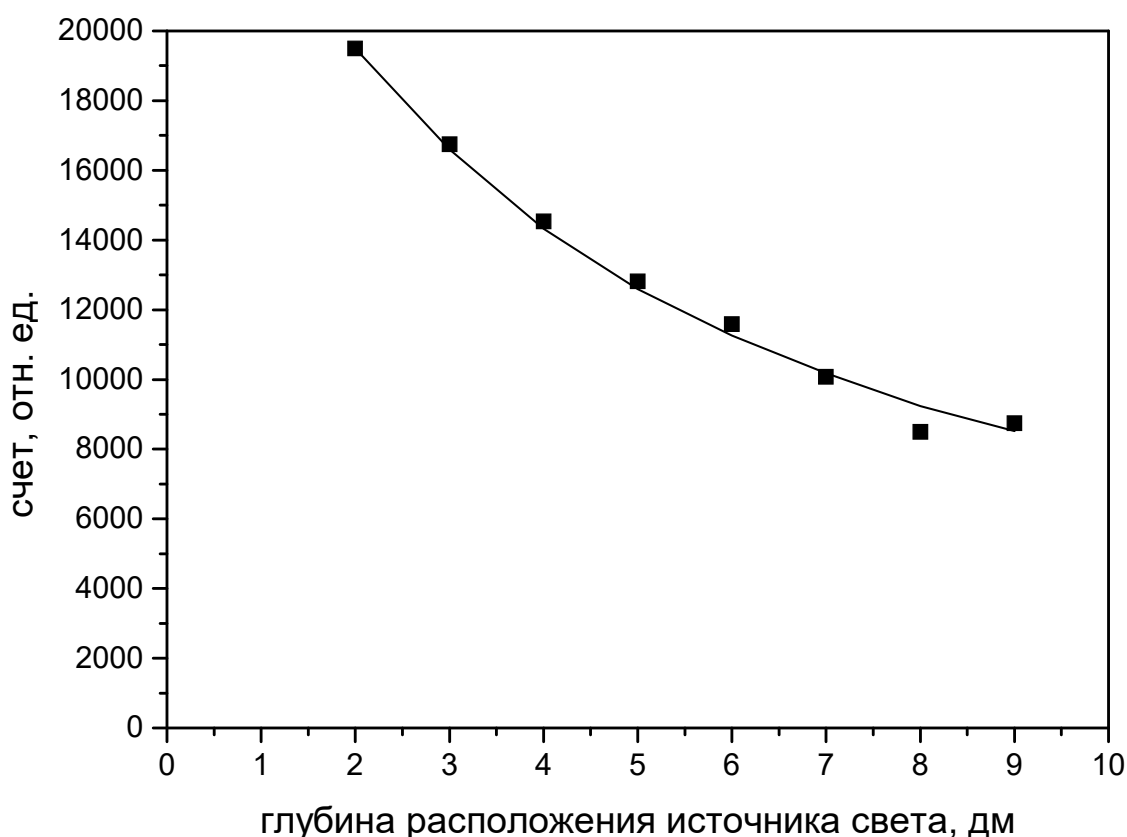


Рисунок 8.4. Результаты моделирования тестового эксперимента. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — результат моделирования.

Расчетная эффективность детектора в зависимости от порогов позитронного и нейтронного сигналов показана на Рисунке 8.5.

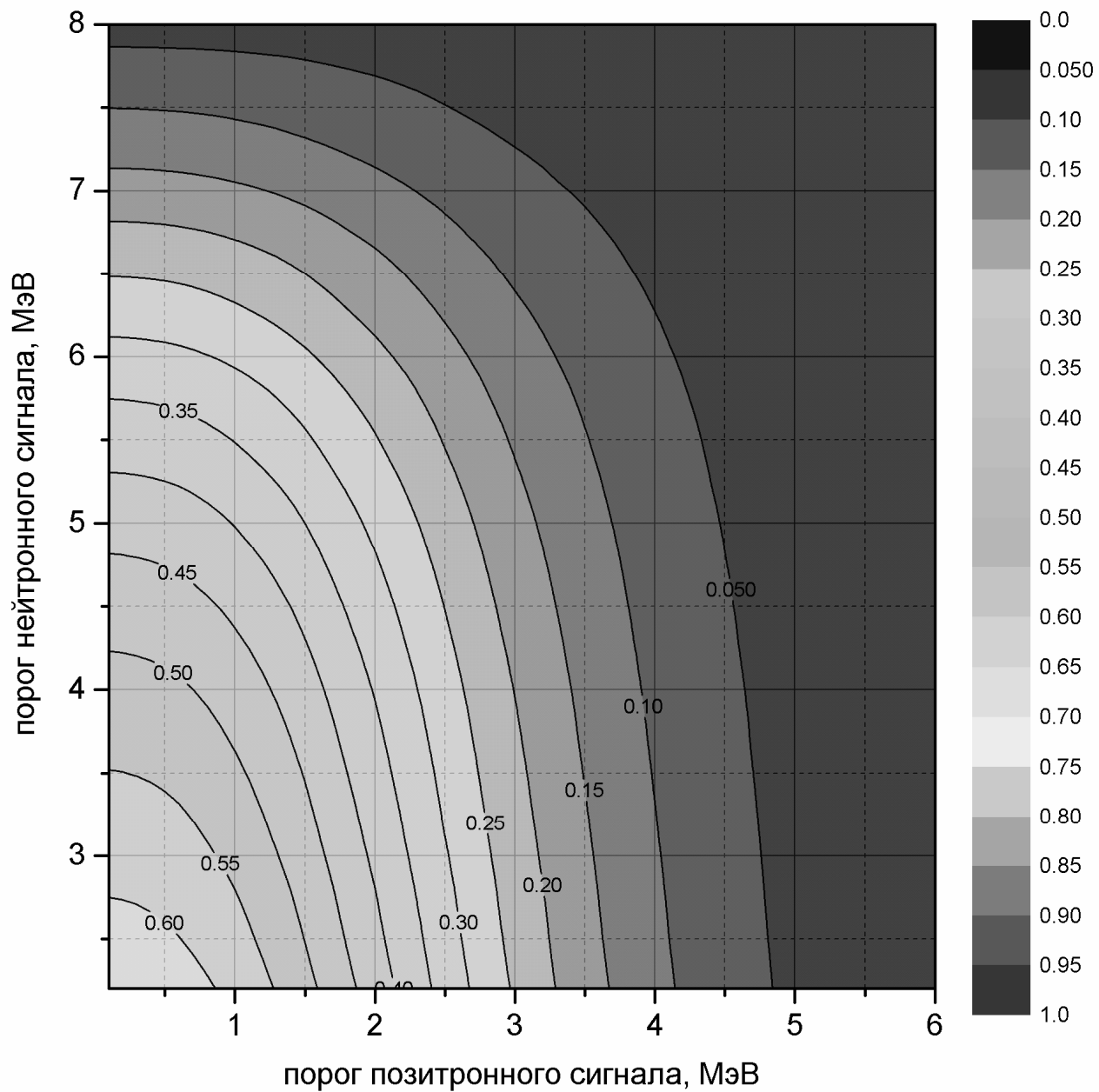


Рисунок 8.5. Эффективность детектора в зависимости от порогов позитронного и нейтронного сигналов.

В эксперименте был измерен спектр мгновенных сигналов, который регистрируется детектором*. Он связан с энергией антинейтрино соотношением: $E_{prompt} = E_{\bar{\nu}} - 1.8 \text{ МэВ} + 2 \cdot 0.511 \text{ МэВ}$, где $E_{\bar{\nu}}$ – энергия антинейтрино, 1.8 МэВ соответствует энергии порога реакции обратного бета-распада, а $2 \cdot 0.511 \text{ МэВ}$ соответствует энергии аннигиляции позитрона. Экспериментальный спектр был сравнен с ожидаемым спектром мгновенных сигналов, рассчитанным по Монте-Карло модели детектора. Пример такого сравнения представлен на Рисунке 8.6, где показан экспериментальный спектр мгновенных сигналов, усредненный по всем расстояниям с целью улучшить статистическую точность, а также Монте-Карло спектр мгновенных сигналов, при расчёте которого использовался спектр антинейтрино для ^{235}U [186] и учитывались энергетические пороги экспериментальных сигналов.

Между расчётным и экспериментальным спектром наблюдается расхождение в области 3 МэВ. Нормировка сделана на экспериментальный спектр. Отношение спектров показано на Рисунке 8.7.

Отношение экспериментальных спектров мгновенных сигналов к расчетным спектрам из Монте-Карло вычислений представлено на Рисунке 8.7а для трёх расстояний: 7.3, 9.3 и 11.1 м. На Рисунке 8.7б представлена усреднённая по всем расстояниям кривая с подгонкой этой зависимости полиномом (сплошная линия). Характер отклонений экспериментального спектра от расчётного в рамках имеющейся точности одинаковый для разных расстояний. Значимость подгонки составляет 77, 78 и 68% для трёх расстояний 7.3, 9.3 и 11.1 м, соответственно.

В области 5 МэВ наблюдается так называемый «бамп», как и в других реакторных экспериментах, однако, его амплитуда больше, чем в

* Экспериментально измеренный спектр является предметом диссертации Р.М. Самойлова (НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ).

экспериментах на атомных станциях. Если он связан с ^{235}U , то это может быть объяснено высоким содержанием ^{235}U (95%) на реакторе СМ-3 в отличие от эффективного вклада ^{235}U на различных атомных станциях.

Таким образом, одной из причин расхождения могут быть реакторные расчёты, причём с учётом дефицита 0.934 экспериментального потока антинейтрино по отношению к расчётному, обсуждать следует не «бамп» в области 5 МэВ, а «яму» в области 3 МэВ.

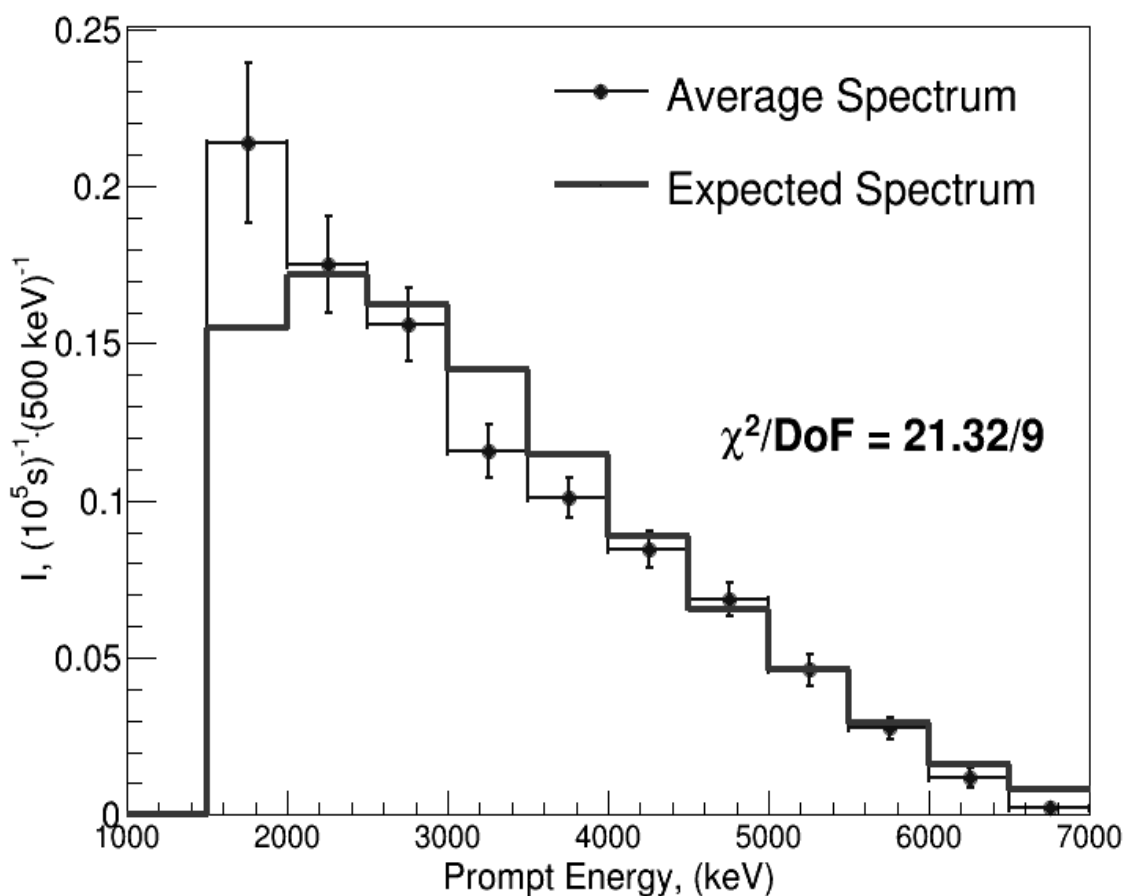


Рисунок 8.6. Спектр мгновенных сигналов для всего цикла измерений, объединенный для всех расстояний (среднее расстояние 8.6 м), сплошной линией показан спектр, полученный в результате Монте-Карло моделирования при использовании антинейтринного спектра от осколков деления ^{235}U [186], так как реактор СМ-3 работает на высокообогащенном топливе.

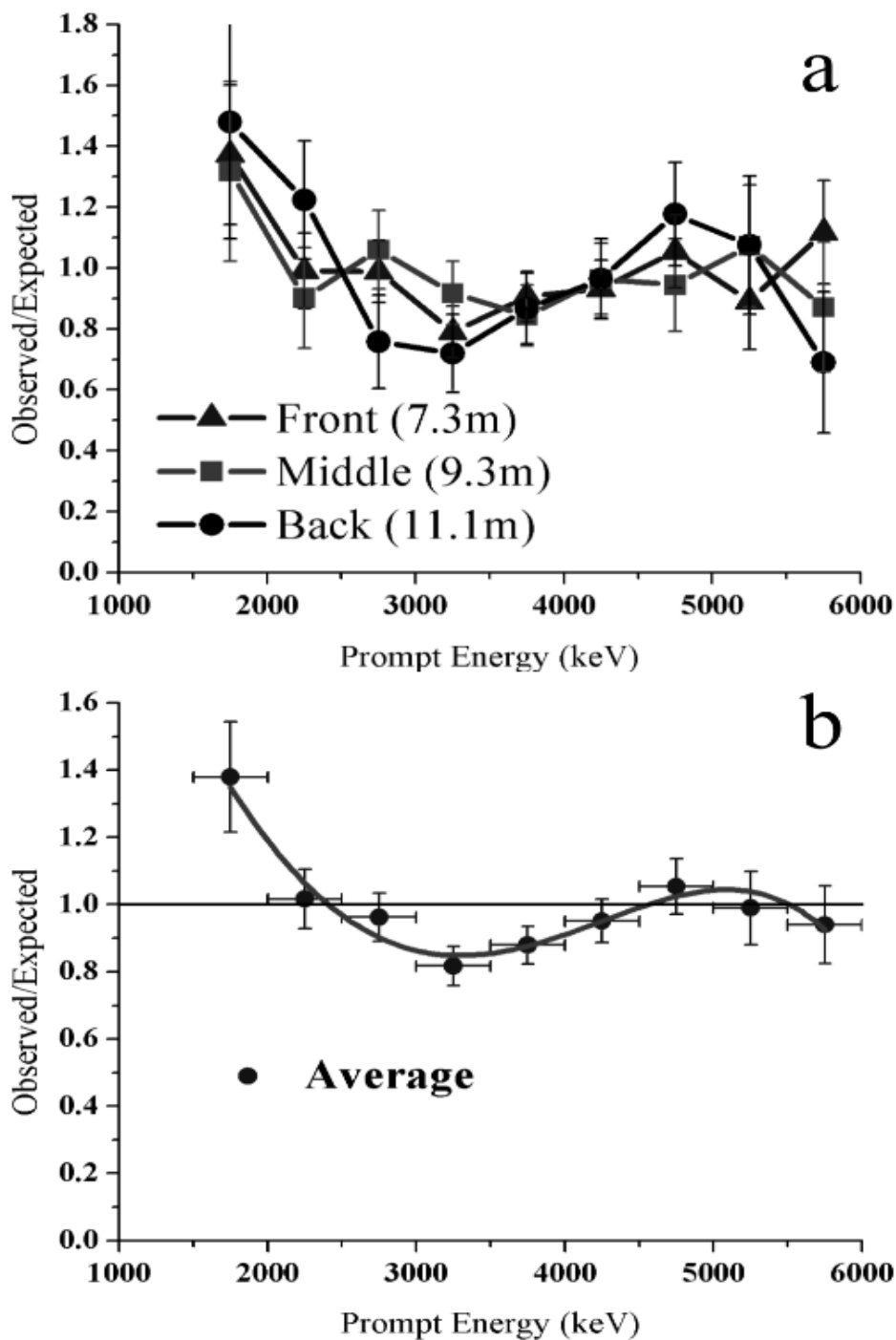


Рисунок 8.7. а) Отношение экспериментальных спектров мгновенных сигналов к расчетным спектрам из Монте Карло вычислений для трёх расстояний: 7.3, 9.3 и 11.1 м, б) усреднённая по всем расстояниям кривая с подгонкой этой зависимости полиномом (сплошная линия).

В дальнейшем в эксперименте «Нейтрино-4» был проведен безмодельный анализ экспериментальных данных без использования расчётного спектра. В области значений $\sin^2 2\theta=0.39$ и $\Delta m^2=7.3 \text{ эВ}^2$ обнаружен эффект осцилляций на уровне достоверности 2.8σ [217]*. Рисунок 8.8 показывает чувствительность эксперимента «Нейтрино-4» в сравнении с экспериментами NEOS, DANSS, STEREO и PROSPECT. Эксперимент «Нейтрино-4» имеет преимущество в чувствительности к большим значениям Δm^2 из-за компактной активной зоны реактора, малого расстояния до активной зоны и большого диапазона перемещений детектора.

8.4. Моделирование потока антинейтрино

Поток антинейтрино был смоделирован с учетом размеров активной зоны реактора и ее пространственного расположения по отношению к детектору антинейтрино. Выборка данных моделирования проведена по параметру L/E , так как именно от него зависит эффект осцилляций, как видно из формулы (8.1). Этот метод так называемого когерентного сложения результатов измерений, благодаря выборке данных по переменной L/E , дает возможность прямого наблюдения антинейтринных осцилляций. Были использованы 24 точки по расстоянию (по 22.5 см каждая) и 10 точек по энергии (по 0.5 МэВ каждая), что соответствует перемещениям детектора и энергетическим интервалам при измерениях. Результаты моделирования, демонстрирующие эффект осцилляций показаны на Рисунке 8.9.

* Экспериментальный результат и сравнение с другими экспериментами являются предметом диссертации Р.М. Самойлова (НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ).

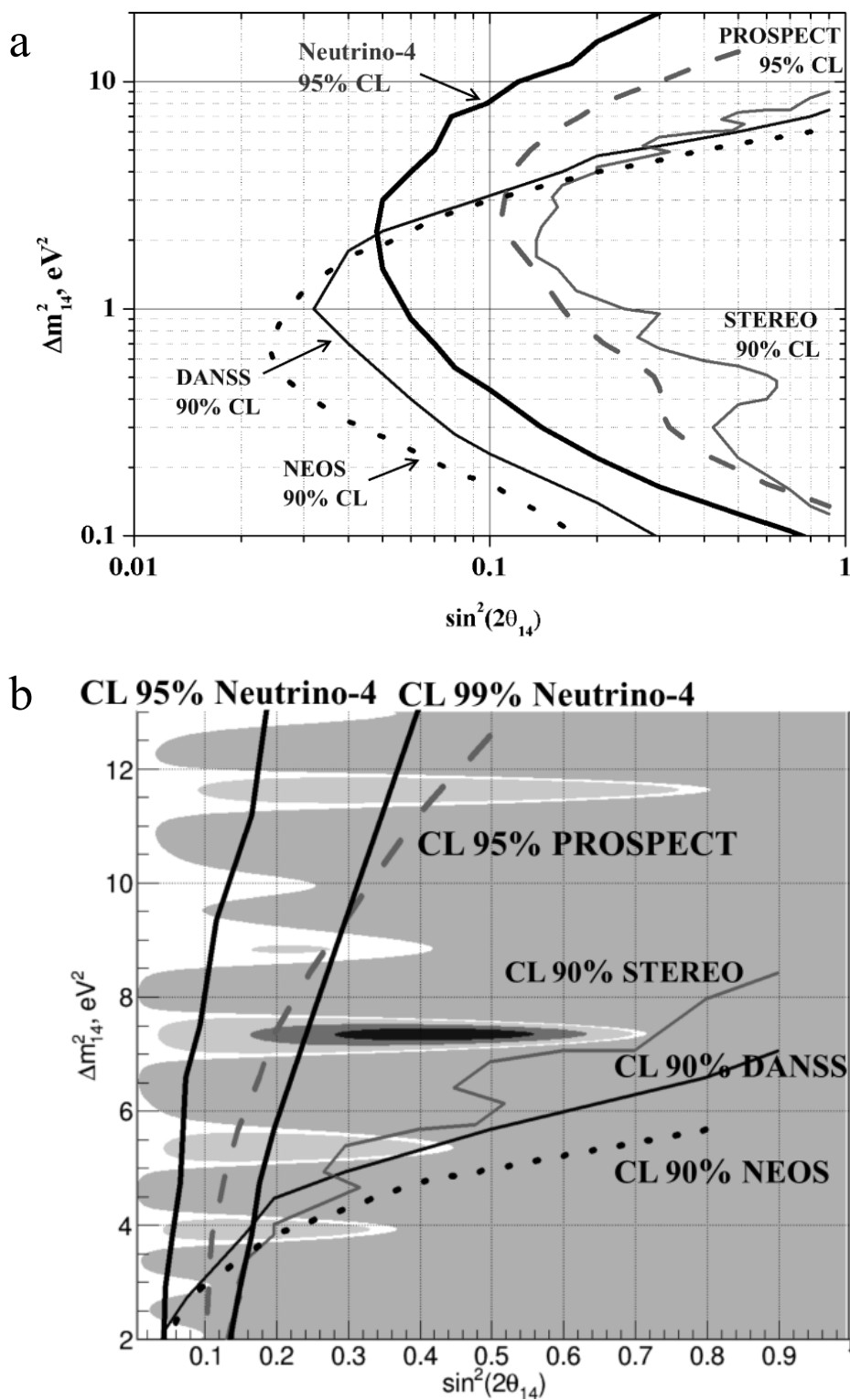


Рисунок 8.8. Сравнение результатов эксперимента «Нейтрино-4» с результатами других экспериментов. а – области чувствительности различных экспериментов (масштаб логарифмический), б – линейный масштаб, область эффекта.

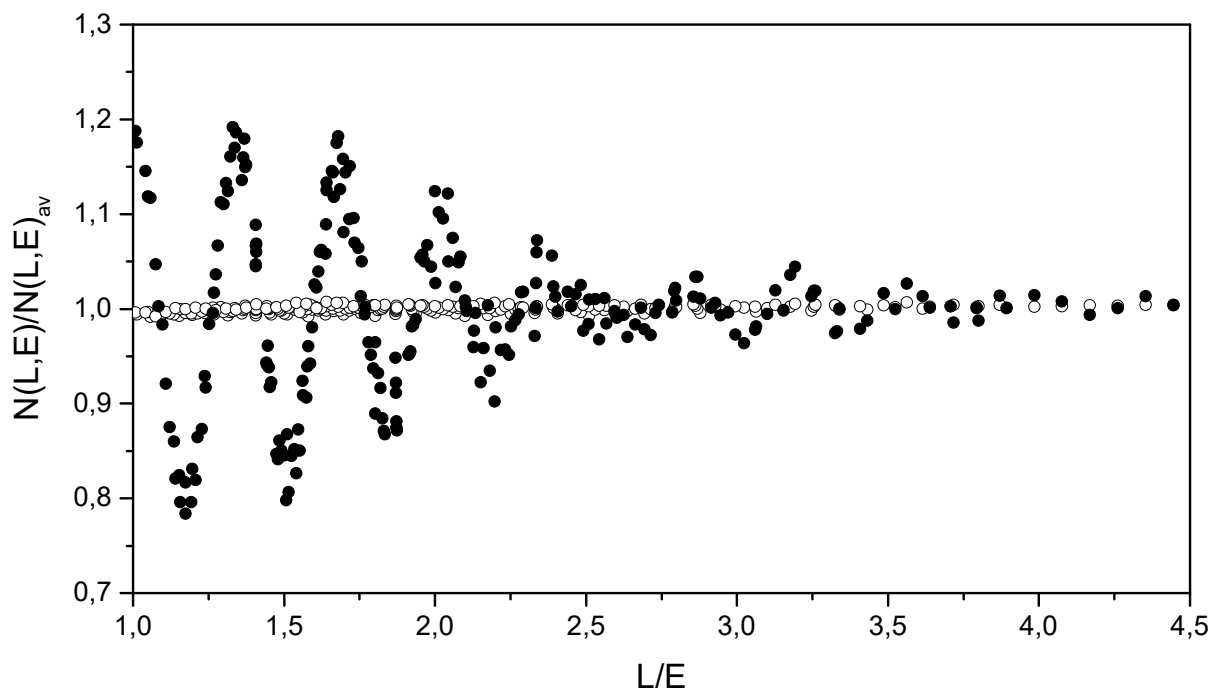


Рисунок 8.9. Результат моделирования детектора антинейтрино с выборкой данных по параметру L/E . \circ – без осцилляций антинейтрино. \bullet – с осцилляциями с параметрами $\sin^2 2\theta=0.39$ и $\Delta m^2=7.3 \text{ эВ}^2$ [217].

8.5. Выводы

Разработана компьютерная модель детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино. Произведены все необходимые расчеты при проектировании установки. Основные смоделированные конфигурации: (1) модель детектора без секционирования, (2) модель детектора с секционированием, (3) полномасштабный детектор без секционирования, (4) полномасштабный детектор с секционированием. Полученный расчетный спектр сравнен с экспериментальным. Между расчётным и экспериментальным спектром наблюдается расхождение в области 3 МэВ.

Заключение

В работе проведено моделирование текущих и разрабатываемых экспериментов фундаментальной физики с нейтронами и нейтрино на реакторах. В диссертации обобщены результаты работ за последние 13 лет.

В диссертации проведено моделирование экспериментов на реакторах ИЛЛ (г. Гренобль), СМ-3 (г. Димитровград), создание источников УХН на реакторах ВВР-М и ПИК (г. Гатчина). Разработанные методы и подходы будут активно использоваться в долгосрочной перспективе.

Основные результаты диссертационной работы:

1. В 2010 году после внесения соответствующих поправок было получено новое среднемировое время жизни нейтрона 880.0 ± 0.9 с, отличное от установившегося с 2001 года значения PDG 885.7 ± 0.8 с. С новым значением времени жизни нейтрона: (1) устанено наметившееся разногласие со Стандартной моделью, (2) наблюдается лучшее согласие с космологическими данными, (3) обнаружено расхождение в результатах измерения времени жизни нейтрона между пучковым методом и методом хранения, (4) изменилась эффективность нейтринных детекторов, что внесло свой вклад в реакторную антинейтринную аномалию. В 2012 г. экспериментальные группы обоих смоделированных экспериментов (МAMBO I и с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов) поправили свои результаты. Значение времени жизни нейтрона PDG 2013 составило 880.0 ± 0.9 с.
2. Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона МAMBO I с результатом 887.6 ± 3.0 с. Разработана компьютерная модель эксперимента, в которую включен эффект квазиупругого рассеяния УХН на поверхности жидкого фомблина, который был открыт после проведения

эксперимента. В результате моделирования получен суммарный эффект из-за надбарьерных нейтронов и квазиупругого рассеяния. Получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -6.0 ± 1.6 с. После введения поправки результат эксперимента МАМВО I находится в согласии с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой 878.5 ± 0.8 с. В дальнейшем результат эксперимента МАМВО I был изменен авторами с 887.6 ± 3.0 с на $882.5 \pm 1.4 \pm 1.5$ с.

3. Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов с результатом $885.4 \pm 0.9_{\text{стат}} \pm 0.4_{\text{сист}}$ с. Разработана компьютерная модель эксперимента. В моделировании были исследованы три эффекта: (1) неполное вытекание из внутреннего объема во время чистки при работе с внешним объемом; (2) нагрев нейтронов затворами; (3) разная эффективность детектора тепловых нейтронов для разных объемов хранения. В результате получена поправка к экспериментальному результату, которая составляет -5.5 ± 2.4 с. После введения поправки результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов находится в согласии с результатом эксперимента с гравитационной ловушкой 878.5 ± 0.8 с. В дальнейшем результат эксперимента с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов был изменен авторами с $885.4 \pm 0.9 \pm 0.4$ с на $881.6 \pm 0.8 \pm 1.9$ с.
4. Получены значения плотности УХН достижимой на источниках создаваемых на реакторах ВВР-М и ПИК. С этой целью разработана компьютерная модель источника УХН на основе сверхтекучего гелия. Полученная плотность УХН на реакторе ВВР-М на 2 порядка величины превышает плотность существующих в мире источников. В результате оптимизации параметров источника на реакторе ВВР-М получена расчетная плотность УХН в ловушке ЭДМ спектрометра $1.3 \cdot 10^4$ н/см³ и плотность в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона $8.4 \cdot 10^3$ н/см³, что

позволит на порядок величины улучшить статистическую точность этих экспериментов. Расчетная плотность УХН для источника на реакторе ПИК составляет $1.3 \cdot 10^3$ н/см³ в ловушке ЭДМ спектрометра и $0.7 \cdot 10^3$ н/см³ в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона. Расчетная плотность УХН на реакторе ПИК на порядок величины хуже, чем на реакторе ВВР-М.

5. Проведен анализ эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой на возможные систематические ошибки. С этой целью разработана компьютерная модель эксперимента. На стадии проектирования проведен анализ и сделаны выводы о конструктивных элементах установки. Подробно рассмотрены 3 схемы измерений: (1) с мониторингом, без поглотителя; (2) без мониторинга, с поглотителем; (3) с мониторингом, с поглотителем. При экстраполяции экспериментальных данных использовались значения эффективной частоты соударений, полученные с использованием МК расчета. Получены систематические неопределенности связанные с неопределенностью функции потерь (0.3 с), неточностью расчета эффективной частоты соударений (0.1 с), неточностью установки угла ловушки УХН (0.1 с). Моделирование позволило заявить результат эксперимента с указанной точностью $881.5 \pm 0.7_{\text{стат}} \pm 0.6_{\text{сист}}$ с.
6. Разработана компьютерная модель эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при помощи двухкамерного магнитно-резонансного спектрометра с длительным удержанием УХН. Было проведено моделирование ЭДМ измерений и прямой расчет влияния токов утечки на результат измерений. Получен систематический эффект от токов утечки, который составляет $< 10^{-26}$ е·см. Данный эффект был учтен при получении результата эксперимента, который на уровне достоверности 90% устанавливает верхний предел на величину ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5.5 \cdot 10^{-26}$ е·см.

7. Рассмотрена возможность проведения эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на разрабатываемом источнике УХН на реакторе ВВР-М. Для оценки чувствительности эксперимента создана его компьютерная модель. Роль аннигиляционной мишени играют стенки ловушки УХН. Рассмотрено 2 модели отражения нейтронов от стенок: (1) реальная часть потенциала отражения для нейтрона и антинейтрона близки или совпадают; (2) реальная часть потенциала отражения для антинейтрона близка к нулю. По результатам расчетов принято решение о том, что конструкция установки разрабатывается для ловушки УХН в форме горизонтального цилиндра диаметром 2 м и длиной 4 м. В результате моделирования получено, что чувствительность существующего эксперимента ИЛЛ может быть превышена в 10-40 раз в зависимости от модели отражения нейтронов от стенок.
8. Разработана компьютерная модель детектора реакторных антинейтрино в эксперименте «Нейтрино-4» по поиску стерильного нейтрино. Произведены все необходимые расчеты при проектировании установки. Основные смоделированные конфигурации: (1) модель детектора без секционирования, (2) модель детектора с секционированием, (3) полномасштабный детектор без секционирования, (4) полномасштабный детектор с секционированием. Полученный расчетный спектр сравнен с экспериментальным. Между расчётным и экспериментальным спектром наблюдается расхождение в области 3 МэВ.

В заключение, автор выражает глубокую благодарность научному консультанту Анатолию Павловичу Сереброву за постоянное взаимодействие при выполнении работы. Автор благодарен коллективу Лаборатории физики нейтрона за совместную работу по проведению существующих и разработке новых экспериментов. Автор благодарен коллективу конструкторско-

технологического бюро за обсуждения в процессе проектирования установок. Автор благодарен Д.М. Пендлебери за обсуждение деталей эксперимента по измерению времени жизни нейтрона МАМВО I. Автор благодарен В.И. Морозову и Л.Н. Бондаренко за обсуждение деталей эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов. Автор благодарен А.К. Кирьянову за техническую помощь в использовании вычислительных ресурсов.

При проведении расчетов использовались следующие вычислительные ресурсы НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ:

- 1) компьютерный кластер Отделения физики высоких энергий,
- 2) компьютерный кластер Отдела информационных технологий и автоматизации,
- 3) центр обработки данных реактора ПИК.

В диссертацию вошли результаты работ, поддержанных грантами под руководством А.К. Фомина:

1. РФФИ 10-02-00217-а «Гравитационный спектрометр УХН для измерения времени жизни нейтрона с точностью 0.2 с»
2. РФФИ 12-02-12052-офи_м «Сверхтекучий гелий в ядерных технологиях при производстве ультрахолодных нейтронов»
3. Министерство образования и науки Российской Федерации, №8702, Подготовка к эксперименту по поиску стерильного нейтрино на реакторе ВВР-М (ФГБУ "ПИЯФ", Гатчина), 2012-2013
4. РФФИ 13-02-00570-а «Измерение времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов»
5. РФФИ 16-02-00778-а «Разработка проекта эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на проектируемом источнике ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М»

В диссертацию вошли результаты работ, поддержанных грантами под руководством А.П. Сереброва, в которых А.К. Фомин выступил в роли исполнителя:

1. РФФИ 10-02-00224-а «Высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов для фундаментальных исследований по физике элементарных частиц»
2. РФФИ 11-02-91000-АНФ_а «Бета распад нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели»
3. РФФИ 12-02-12111-офи_м «Эксперимент «НЕЙТРИНО-4» по поиску осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние»
4. РФФИ 14-22-03055-офи_м «Поиск стерильного нейтрино на реакторе СМ-3»
5. РФФИ 14-02-00051-а «Установление нового предела на электрический дипольный момент нейтрона с двухкамерным спектрометром ПИЯФ»
6. РФФИ 14-22-00105 «Разработка высокоинтенсивных источников ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия и научная программа исследований для реакторов ПИК и ВВР-М»

Автор благодарен Управлению делами Правительства Ленинградской области за присуждение именной научной стипендии Губернатора Ленинградской области по категории «ведущие ученые» в 2013-2014 и 2018-2019 гг., направленной на поддержку исследований, вошедших в данную работу.

Список обозначений и сокращений

УХН – ультрахолодный нейтрон

ЭДМ – электрический дипольный момент

НИЦ – Национальный исследовательский центр

ЭВМ – электронная вычислительная машина

ESS – European Spallation Source

PDG – Particle Data Group

МК – Монте-Карло

NIST – National Institute of Standards and Technology

ИЛЛ – Институт Лауэ-Ланжевена

ILL – Institute Laue-Langevin

СКМ – матрица Кабиббо - Кобаяси - Маскавы

RAL - Rutherford Appleton Laboratory

PSI – Paul Scherrer Institute

SNS – Spallation Neutron Source

LANL - Los Alamos National Laboratory

СМ – Стандартная модель

ПИЯФ – Петербургский институт ядерной физики

ГЭК – горизонтальный экспериментальный канал

NNbar – нейтрон-антинейтронные осцилляции

LSND – Liquid Scintillator Neutrino Detector

MiniBooNE – Mini Booster Neutrino Experiment

MINOS – Main Injector Neutrino Oscillation Search

BEST – Baksan Experiment on Sterile Transitions

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

РФФИ – Российский фонд фундаментальных исследований

Литература

1. Игнатович В.К., Физика ультрахолодных нейтронов, М., Наука, 1986, 272 с.
2. Golub R., Richardson D.J., Lamoreaux S.K., Ultra-Cold Neutrons. Adam Hilger, Bristol, Philadelphia, and New York. 1991. 316 p.
3. Serebrov A., Varlamov V., Kharitonov A. et al., Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating // Phys. Lett. B. 2005. V. 605. P. 72.
4. Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G. et al., Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 035505.
5. Yao W.-M., Amsler C., Asner D. et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics // J. Phys. G. 2006. V. 33. P. 1.
6. Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S. et al., Neutron life time value measured by storing ultracold neutrons with detection of inelastically scattered neutrons // Phys. Lett. B. 2000. V. 483. P. 15.
7. Nakamura K., Hagiwara K., Hikasa K. et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2010. V. 37. P. 075021.
8. Ezhov V.F., Bazarov B.A., Geltenbort P. et al., Permanent-magnet trap for ultracold neutron storage // Tech. Phys. Lett. 2001. V. 27. P. 1055.
9. Ezhov V., Neutron lifetime measuring using magnetic trap // Proceedings of "The Seventh UCN Workshop". 2009. St. Petersburg, Russia. <http://cns.pnpi.spb.ru/7UCN/articles/Ezhov1.pdf>
10. Ezhov V.F., Andreev A.Z., Ban G. et al. Measurement of the neutron lifetime with ultracold neutrons stored in a magneto-gravitational trap // JETP Lett. 2018. V. 107. P. 671.

11. Dewey M.S., Gilliam D.M., Nico J.S. et al., Measurement of the neutron lifetime using a proton trap // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 152302.
12. Byrne J., Dawber P.G., Habeck C.G. et al., A revised value for the neutron lifetime measured using a Penning trap // *Europhys. Lett.* 1996. V. 33. P. 187.
13. Mampe W., Bondarenko L.N., Morozov V.I. et al., Measuring neutron lifetime by storing ultracold neutrons and detecting inelastically scattered neutrons // *JETP Lett.* 1993. V. 57. P. 82.
14. Nesvizhevskii V.V., Serebrov A.P., Tal'daev R.R. et al., Measurement of the neutron lifetime in a gravitational trap and analysis of experimental errors // *JETP.* 1992. V. 75. P. 405.
15. Byrne J., Dawber P.G., Spain J.A. et al., Measurement of the neutron lifetime by counting trapped protons // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 289.
16. Mampe W., Ageron P., Bates C. et al., Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. P. 593.
17. Kharitonov A.G., Nesvizhevsky V.V., Serebrov A.P. et al., Preliminary results of neutron lifetime measurements with gravitational UCN trap // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1989. V. 284. P. 98.
18. Kossakowski R., Grivot P., Liaud P. et al., Neutron lifetime measurement with a helium-filled time projection chamber // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 503. P. 473.
19. Paul W., Anton F., Paul L. et al., Measurement of the neutron lifetime in a magnetic storage ring // *Z. Phys. C.* 1989. V. 45. P. 25.
20. Spivak P.E., Neutron lifetime obtained from Atomic-Energy-Institute experiment // *JETP.* 1988. V. 67. P. 1735.
21. Last J., Arnold M., Döhner J. et al., Pulsed-beam neutron-lifetime measurement // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 995.
22. Arnold M., Messung der Lebensdauer freier Neutronen // Dissertation, University of Heidelberg, 1987.

23. Kosvintsev Yu.Yu., Morozov V.I., Terekhov G.I., Measurement of neutron lifetime through storage of ultracold neutrons // JETP Lett. 1986. V. 44. P. 571.
24. Byrne J., Morse J., Smith K.F. et al., A new measurement of the neutron lifetime // Phys. Lett. B. 1980. V. 92. P. 274.
25. Bondarenko L.N., Kurguzov V.V., Prokof'ev Yu.A. et al., Measurement of the neutron half-life // JETP Lett. 1978. V. 28. P. 303.
26. Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen A. et al., Free-neutron beta-decay half-life // Phys. Rev. D. 1972. V. 5. P. 1628.
27. Serebrov A.P., Fomin A.K., Monte Carlo simulation of quasi-elastic scattering and above-barrier neutrons in the neutron lifetime experiment MAMBO I // JETP Lett. 2009. V. 90. P. 555.
28. Fomin A.K., Serebrov A.P., A Detailed analysis and Monte Carlo simulation of the neutron lifetime experiment // JETP Lett. 2010. V. 92. P. 40.
29. Pichlmaier A., Varlamov V., Schreckenbach K. et al., Neutron lifetime measurement with the UCN trap-in-trap MAMBO II // Phys. Lett. B. 2010. V. 693. P. 221.
30. Geltenbort P., Ultra-cold and very cold neutrons: past, present, future // Proceedings of "The Seventh UCN Workshop". 2009. St. Petersburg, Russia. <http://cns.pnpi.spb.ru/7UCN/articles/Geltenbort.pdf>
31. Serebrov A.P., Fomin A.K., The Problem of the Neutron Lifetime Measurements // JETP Lett. 2010. V. 92. P. 271.
32. Serebrov A.P., Fomin A.K., Neutron lifetime from a new evaluation of ultracold neutron storage experiments // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 035501.
33. Serebrov A.P., Fomin A.K., New evaluation of neutron lifetime from UCN storage experiments and beam experiments // Physics Procedia. 2011. V. 17. P. 199.
34. Serebrov A.P., Fomin A.K., New Analysis of Neutron-Lifetime Experiments // Crystallography Reports. 2011. V. 56. P. 1248.

35. Nico J.S., Snow W.M., Fundamental neutron physics // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2005. V. 55. P. 27.
36. Dubbers D., Schmidt M.G., The neutron and its role in cosmology and particle physics // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 1111.
37. Wietfeldt F.E., Greene G.L., The neutron lifetime // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 1733.
38. Serebrov A.P., Neutron β -decay, Standard Model and cosmology // Phys. Lett. B. 2007. V. 650. P. 321.
39. Faber M., Ivanov A.N., Ivanova V.A. et al., Continuum-state and bound-state β^- -decay rates of the neutron // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 035503.
40. Marciano W.J., Sirlin A. Improved calculation of electroweak radiative corrections and the value of V_{ud} // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 032002.
41. Abele H., The neutron. Its properties and basic interactions // Prog. Part. Nucl. Phys. 2008. V. 60. P. 1.
42. Hardy J.C., Towner I.S., Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 055502.
43. Mathews G.J., Kajino T., Shima T., Big bang nucleosynthesis with a new neutron lifetime // Phys. Rev. D. 2005. V. 71. P. 021302(R).
44. Steyerl A., Pendlebury J. M., Kaufman C. et al., Quasielastic scattering in the interaction of ultracold neutrons with a liquid wall and application in a reanalysis of the Mambo I neutron-lifetime experiment // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 065503.
45. Arzumanov S.S., Bondarenko L.N., Morozov V.I. et al., Analysis and correction of the measurement of the neutron lifetime // JETP Letters. 2012. V. 95. P. 224.
46. Beringer J., Arguin J.-F., Barnett R.M. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 010001. 2013 partial update for the 2014 edition.

47. Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S. et al., A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 745. P. 79.
48. Serebrov A.P., Kolomensky E.A., Fomin A.K. et al., New measurement of the neutron lifetime with a large gravitational trap // *JETP Lett.* 2017. V. 106. P. 623.
49. Serebrov A.P., Kolomensky E.A., Fomin A.K. et al., Neutron lifetime measurements with a large gravitational trap for ultracold neutrons // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97. P. 055503.
50. Serebrov A.P., Kolomensky E.A., Fomin A.K. et al., New neutron lifetime measurements with the big gravitational trap and review of neutron lifetime data // *KnE Energy & Physics.* 2018. V. 3. P. 121.
51. Pattie Jr. R.W., Callahan N.B., Cude-Woods C. et al., Measurement of the neutron lifetime using a magneto-gravitational trap and in situ detection // *Science.* 2018. V. 360. P. 627.
52. Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K. et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 030001.
53. Particle Data Group // <http://pdg.lbl.gov>.
54. Yue A.T., Dewey M.S., Gilliam D.M. et al., Improved determination of the neutron lifetime // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 222501.
55. Sumi N., Otono H., Yoshioka T. et al., Precise Neutron Lifetime Measurement with a Solenoidal Coil // *JPS Conf. Proc.* 2018. V. 22. P. 011036.
56. Greene G.L., Geltenbort P., The neutron enigma // *Scientific American.* 2016. V. 314. P. 36.
57. Mumm P., Resolving the neutron lifetime puzzle // *Science.* 2018. V. 360. P. 605.
58. Serebrov A.P., Samoilo R.M., Mitropolsky I.A. et al., Neutron lifetime, dark matter and search for sterile neutrino // [arXiv:1802.06277](https://arxiv.org/abs/1802.06277).

59. Fornal B., Grinstein B., Dark matter interpretation of the neutron decay anomaly // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120. P. 191801.
60. Cline J.M., Cornell J.M., Dark decay of the neutron // *J. High Energy Phys.* 2018. V. 2018. P. 81.
61. Ivanov A.N., Höllwieser R., Troitskaya N.I et al., Neutron dark matter decays and correlation coefficients of neutron β -decays // *Nucl. Phys. B.* 2019. V. 938. P. 114.
62. Berezhiani Z., Neutron lifetime puzzle and neutron–mirror neutron oscillation // *Z. Eur. Phys. J. C.* 2019. V. 79. P. 484.
63. Серебров А.П., Разногласие между методом хранения ультрахолодных нейтронов и пучковым методом при измерении времени жизни нейтрона // *УФН.* 2019. Т. 189. С. 635.
64. Serebrov A.P., Neutron lifetime: experimental problem or anomaly? // *Journal of Physics: Conference Series.* 2019. V. 1390. P. 012007.
65. Märkisch B., Mest H., Saul H. et al., Measurement of the Weak Axial-Vector Coupling Constant in the Decay of Free Neutrons Using a Pulsed Cold Neutron Beam // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 242501.
66. Pichlmaier A., Butterworth J., Geltenbort P. et al., MAMBO II: neutron lifetime measurement with storage of ultra cold neutrons // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2000. V. 440. P. 517.
67. Bondarenko L.N., Geltenbort P., Korobkina E.I. et al., Cooling and heating of ultracold neutrons during storage // *Phys. At. Nucl.* 2002. V. 65. P. 11.
68. Serebrov A.P., Butterworth J., Daum M. et al., Low-energy heating of ultracold neutrons during their storage in material bottles // *Phys. Lett. A.* 2003. V. 309. P. 218.
69. Lamoreaux S.K., Golub R., Calculation of the ultracold neutron upscattering loss probability in fluid walled storage bottles using experimental measurements

- of the liquid thermomechanical properties of fomblin // *Phys. Rev. C*. 2002. V. 66. P. 044309.
70. Фомин А.К., Программа для моделирования хранения ультрахолодных нейтронов в ловушке с учетом квазиупругого рассеяния на стенках // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018617809 от 2 июля 2018 г.
71. Фомин А.К., Программа для моделирования эксперимента с регистрацией ультрахолодных нейтронов неупруго рассеянных при взаимодействии со стенками сосудов // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018618893 от 23 июля 2018 г.
72. Fomin A.I. Neutron lifetime measurement by storaging ultracold neutrons with detection of inelastically scattered neutrons // *Proceedings of “The First UCN Workshop”*. 1998. Pushkin, Russia. P. 338.
73. Фомин А.И., Измерение времени жизни нейтрона методом хранения УХН с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов // Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н., М., 2000.
74. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. Кикоина И.К. М., Атомиздат, 1976, 1008 с.
75. Лущиков В.И., Покотилковский Ю.Н., Стрелков А.В. и др., Наблюдение ультрахолодных нейтронов // *Письма в ЖЭТФ*. 1969. Т. 9. С. 40.
76. Steyerl A., Measurements of total cross sections for very slow neutrons with velocities from 100 m/sec to 5 m/sec // *Phys. Lett. B*. 1969. V. 29. P. 33.
77. Серебров А.П., Исследования фундаментальных взаимодействий в ПИЯФ НИЦ КИ с нейтронами и нейтрино на реакторах // *УФН*. 2015. Т. 185. С. 1179.
78. Altarev I.S., Borisov Yu.V., Brandin A.B. et al., A liquid hydrogen source of ultra-cold neutrons // *Phys. Lett. A*. 1980. V. 80. P. 413.

79. Алтарев И.С., Боровикова Н.В., Булкин А.П. и др., Универсальный жидководородный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ЛИЯФ // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 269.
80. Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. et al., A new source of cold and ultracold neutrons // Phys. Lett. A. 1986. V. 116. P. 347.
81. Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др., Исследование твердодейтериевого источника ультрахолодных нейтронов // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 764.
82. Serebrov A.P., Kolomenski E.A., Lasakov M.S. et al., Experimental studies of very cold neutrons passing through solid deuterium // Pis'ma v ZhETF. 2001. V. 74. P. 335.
83. Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др., Твердодейтериевый источник ультрахолодных нейтронов на импульсном спалейшен-источнике // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 765.
84. Saunders A., Anaya J.M., Bowles T.J. et al., Demonstration of a solid deuterium source of ultra-cold neutrons // Phys. Lett. B. 2004. V. 593. P. 55.
85. Anghel A., Atchison F., Blau B. et al., The PSI ultra-cold neutron source // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 611. P. 272.
86. Korobkina E., Wehring B.W., Hawari A.I. et al., An ultracold neutron source at the NC State University PULSTAR reactor // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 579. P. 530.
87. Masuda Y., Hatanaka K., Jeong S.-C. et al., Spallation Ultracold Neutron Source of Superfluid Helium below 1 K // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 134801.
88. Karch J., Sobolev Yu., Beck M. et al., Performance of the solid deuterium ultracold neutron source at the pulsed reactor TRIGA Mainz // The European Physical Journal A. 2014. V. 50. P. 78.

89. Piegsa F.M., Fertl M., Ivanov S.N. et al., New source for ultracold neutrons at the Institut Laue-Langevin // *Phys. Rev. C*. 2014. V. 90. P. 015501.
90. Zimmer O., Golub R., Ultracold neutron accumulation in a superfluid-helium converter with magnetic multipole reflector // *Phys. Rev. C*. 2015. V. 92. P. 015501.
91. Ahmed S., Altieri E., Andalib T. et al., First ultracold neutrons produced at TRIUMF // *Phys. Rev. C*. 2019. V. 99. P. 025503.
92. Serebrov A.P., Mityuklyaev V.A., Zakharov A.A. et al., Preparation of facilities for fundamental research with ultracold neutrons at PNPI // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2009. V. 611. P. 276.
93. Serebrov A.P., Mityuklyaev V.A., Zakharov A.A. et al., Project of the ultracold and cold neutron source at the WWR-M reactor with superfluid helium as a moderator // *Physics of the Solid State*. 2010. V. 52. P. 969.
94. Serebrov A.P., Supersource of ultracold neutrons at the WWR-M reactor and the program of fundamental research in physics // *Crystallography Reports*. 2011. V. 56. P. 1230.
95. Serebrov A.P., Boldarev S.T., Erykalov A.N. et al., Supersource of ultracold neutrons at WWR-M reactor in PNPI and the research program on fundamental physics // *Physics Procedia*. 2011. V. 17. P. 251.
96. Серебров А.П., Фомин А.К., Харитонов А.Г. и др., Высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М для научных исследований в области фундаментальной физики // *Вестник СПбГУ. Серия 4*. 2015. Т. 2. С. 27.
97. Serebrov A.P., Kislitsin B.V., Onegin M.S. et al., The energy release and temperature field in the ultracold neutron source of the WWR-M reactor at the Petersburg Nuclear Physics Institute // *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. V. 79. P. 1391.

98. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Fomin A.K. et al., UCN source with superfluid helium at WWR-M reactor // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 798. P. 012147.
99. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Prudnikov D.V. et al., Putting in operation a full-scale ultracold-neutron source model with superfluid helium // *Technical Physics.* 2017. V. 62. P. 329.
100. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Fomin A.K. et al., Status of UCN Source at WWR-M Reactor // *KnE Energy & Physics.* 2018. V. 3. P. 129.
101. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Pusenkov V.M. et al., Neutron Guide System for Ultracold and Cold Neutrons at the WWR-M Reactor // *Technical Physics.* 2019. V. 64. P. 737.
102. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Fomin A.K. et al., Status of UCN supersource at WWR-M reactor // *Journal of Physics: Conference Series.* 2019. V. 1390. P. 012101.
103. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я., О рассеянии нейтронов с энергией несколько градусов в жидком гелии II // *ЖЭТФ.* 1946. Т. 16. С. 391.
104. Golub R., Pendlebury J.M., The interaction of Ultra-Cold Neutrons (UCN) with liquid helium and a superthermal UCN source // *Phys. Lett. A.* 1977. V. 62. P. 337.
105. Golub R., Jewell C., Ageron P. et al., Operation of a superthermal ultra-cold neutron source and the storage of ultra-cold neutrons in superfluid Helium⁴ // *Z. Phys. B – Condensed Matter.* 1983. V. 51. P. 187.
106. Yoshiki H., Sakai K., Ogura M. et al., Observation of ultracold-neutron production by 9-Å cold neutrons in superfluid helium // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68 P. 1323.
107. Masuda Y., Kitagaki T., Hatanaka K. et al., Spallation Ultracold-Neutron Production in Superfluid Helium // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 284801.

108. Zimmer O., Baumann K., Fertl M. et al., Superfluid-Helium Converter for Accumulation and Extraction of Ultracold Neutrons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 104801.
109. Фомин А.К., Программа для моделирования источника ультрахолодных нейтронов на основе сверхтекучего гелия // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018660577 от 24 августа 2018 г.
110. Serebrov A.P., Fomin A.K., Calculation of the ultracold neutron yield from a superfluid helium source in the WWR-M reactor // *Technical Physics.* 2015. V. 60. P. 1238.
111. Onegin M.S., Serebrov A.P., Fomin A.K. et al., Estimation of the ultracold neutron production by a source designed for the WWR-M reactor // *Technical Physics.* 2017. V. 62. P. 633.
112. Serebrov A.P., Program of Fundamental-Interaction Research for the Ultracold-Neutron Source at the the WWR-M Reactor // *Physics of Atomic Nuclei.* 2018. V. 81. P. 214.
113. Ковальчук М.В., Аксенов В.Л., Коноплев К.А. и др., Физический пуск реактора ПИК. Планы по подготовке энергетического пуска // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: обеспечение безопасности АЭС.* 2013. Т. 33. С. 24.
114. Serebrov A.P., Fomin A.K., Onegin M.S. et al., The project of ultracold neutron sources at the PIK reactor with superfluid helium as a moderator // *Technical Physics Letters.* 2014. V. 40. P. 10.
115. Серебров А.П., Васильев А.В., Варламов В.Е. и др., Реактор ПИК и программа исследования фундаментальных взаимодействий // *Вестник СПбГУ. Серия 4.* 2015. Т. 2. С. 309.

116. Serebrov A.P., Lyamkin V.A., Runov V.V. et al., Using polycrystalline bismuth filter in an ultracold neutron source with superfluid helium // *Technical Physics Letters*. 2015. V. 41. P. 1016.
117. Serebrov A.P., Fomin A.K., Kharitonov A.G. et al., High-density ultracold neutron sources for the WWR-M and PIK reactors // *Crystallography Reports*. 2016. V. 61. P. 144.
118. Serebrov A.P., Vassiljev A.V., Varlamov V.E. et al., Program for Studying Fundamental Interactions at the PIK Reactor Facilities // *Physics of Atomic Nuclei*. 2016. V. 79. P. 293.
119. Serebrov A.P., Fomin A.K., Kharitonov A.G. et al., Neutron lifetime measurement on setups with gravitational trap // *Crystallography Reports*. 2016. V. 61. P. 139.
120. Serebrov A.P., Neutron lifetime measurements using gravitationally trapped ultracold neutrons // *Physics-Uspekhi*. 2005. V. 48. P. 867.
121. Andreev V.A., Vasiljev A.V., Ivanov E.A. et al., Ultracold neutron detector for the spectrometer of a neutron lifetime measuring // *Technical Physics*. 2016. V. 61. P. 609.
122. Andreev V., Vassiljev A., Ivanov E. et al., Ultracold neutron detector for neutron lifetime measurements // *Nucl. Inst. Meth. A*. 2017. V. 845. P. 548.
123. Serebrov A.P., Geltenbort P., Shoka I.V. et al., Ultracold-neutron infrastructure for the PNPI/ILL neutron EDM experiment // *Nucl. Inst. Meth. A*. 2009. V. 611. P. 263.
124. Brose D., Geltenbort P., Plonka-Spehr C. et al., Absorber materials for low-energy neutrons – Theoretical and experimental studies // *Nucl. Inst. Meth. A*. 2012. V. 664. P. 353.
125. Фомин А.К., Программа для моделирования эксперимента по измерению времени жизни нейтрона с хранением ультрахолодных нейтронов в

материальной ловушке // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018611711 от 6 февраля 2018 г.

126. Serebrov A.P., Fomin A.K., Kharitonov A.G. et al., New installation for measuring a neutron lifetime with a big gravitational trap of ultra cold neutrons // *Technical Physics*. 2013. V. 58. P. 1681.
127. Fomin A.K., Serebrov A.P., Simulation of Experiment on Measurement of Neutron Lifetime Using the Big Gravitational Trap of Ultracold Neutrons with the Absorber // *Technical Physics*. 2017. V. 62. P. 1903.
128. Fomin A.K., Serebrov A.P., Monte Carlo Model of the Experiment on Measuring the Neutron Lifetime // *Mathematical Models and Computer Simulations*. 2018. V. 10. P. 741.
129. Serebrov A.P., Kolomenskii E.A., Fomin A.K. et al., Experimental Setup for Neutron Lifetime Measurements with a Large Gravitational Trap at Low Temperatures // *Technical Physics*. 2019. V. 64. P. 282.
130. Serebrov A.P., Kolomenskii E.A., Fomin A.K. et al., Neutron lifetime measurement with the big gravitational trap for ultracold neutrons. Current state and future prospects // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1390. P. 012136.
131. Lee T.D., Yang C.N., Question of Parity Conservation in Weak Interactions // *Phys. Rev.* 1956. V.104. P.254.
132. Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W. et al., Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay // *Phys. Rev.* 1957. V. 105. P. 1413.
133. Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L. et al., Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 13. P. 138.
134. Сахаров А.Д., Нарушение CP-инвариантности. C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // *Письма в ЖЭТФ*. 1967. Т. 5. С. 32.
135. Barr S.M., A review of CP violation in atoms // *Int. Journal of Mod. Phys. A*. 1993. V. 8. P. 209.

136. Bigi I., Ural'tsev N.G., Effective gluon operators and the dipole moment of the neutron // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1991. V. 100. P. 363.
137. Smith J.H., Purcell E.M., Ramsey N.F., Experimental Limit to the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev.* 1957. V. 108. P. 120.
138. Dress W.B., Miller P.D., Pendlebury J.M. et al., Search for an electric dipole moment of the neutron // *Phys. Rev. D.* 1977. V. 15. P. 9.
139. Shull C.G., Nathans R., Search for a Neutron Electric Dipole Moment by a Scattering Experiment // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 19. P. 384.
140. Зельдович Б.Я., Хранение холодных нейтронов // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 36. С. 1952.
141. Шапиро Ф.Л., Электрические дипольные моменты элементарных частиц // *УФН.* 1968. Т. 95. С. 145.
142. Altarev I.S., Borisov Yu.V., Brandin A.B. et al. A search for the electric dipole moment of the neutron using ultracold neutrons // *Nuclear Physics A.* 1980. V. 341. P. 269.
143. Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V. et al., A new upper limit on the electric dipole moment of the neutron // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 102. P. 13.
144. Pendlebury J.M., Smith K.F., Golub R. et al., Search for a neutron electric dipole moment // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 327.
145. Smith K.F., Crampin N., Pendlebury J.M. et al. A search for the electric dipole moment of the neutron // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 234. P. 191.
146. Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V. et al., New measurement of the electric dipole moment of the neutron // *Physics Letters B.* 1992. V. 276. P. 242.
147. Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V. et al., Search for the neutron electric dipole moment // *Phys. of At. Nucl.* 1996. V. 59. P. 1152.
148. Harris P.G., Baker C.A., Green K. et al., New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 82. P. 904.

149. Baker C.A., Doyle D.D., Geltenbort P. et al., Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 131801.
150. Pendlebury J.M., Afach S., Ayres N.J. et al., Revised experimental upper limit on the electric dipole moment of the neutron // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 92. P. 092003.
151. Filippone B.W., Worldwide Search for the Neutron EDM // arXiv:1810.03718.
152. Abel C., Ayres N.J., Ban G. et al., nEDM experiment at PSI: data-taking strategy and sensitivity of the dataset // arXiv:1811.04012.
153. Schreyer W., Towards TUCAN's Search for the Neutron Electric Dipole Moment // arXiv:1809.10337.
154. Leung K.K.H., Ahmed M., Alarcon R. et al., The neutron electric dipole moment experiment at the Spallation Neutron Source // arXiv:1903.02700.
155. Ito T.M., Adamek E.R., Callahan N.B. et al., Performance of the upgraded ultracold neutron source at Los Alamos National Laboratory and its implication for a possible neutron electric dipole moment experiment // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 97. P. 012501.
156. Fierlinger P., EDM: Neutron electric dipole moment measurement // *Journal of large-scale research facilities.* 2015. V. 1. P. A45.
157. Fedorov V.V., Jentschel M., Kuznetsov I.A. et al., Measurement of the neutron electric dipole moment via spin rotation in a non-centrosymmetric crystal // *Phys. Lett. B.* 2010. V. 694. P. 22.
158. Piegsa F.M., New concept for a neutron electric dipole moment search using a pulsed beam // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88. P. 045502.
159. Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Pirozhkov A.N. et al., New measurements of neutron electric dipole moment // *JETP Letters.* 2014. V. 99. P. 4.

160. Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Pirozhkov A.N. et al., New search for the neutron electric dipole moment with ultracold neutrons at ILL // *Phys. Rev. C*. 2015. V. 92. P. 055501.
161. Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Pirozhkov A.N. et al., PNPI differential EDM spectrometer and latest results of measurements of the neutron electric dipole moment // *Physics of Atomic Nuclei*. 2015. V. 78. P. 1601.
162. Serebrov A.P., Kolomenskiy E.A., Pirozhkov A.N. et al., Neutron electric dipole moment and possibilities of increasing accuracy of experiments // *Crystallography Reports*. 2016. V. 61. P. 129.
163. Serebrov A., Present status and future prospects of nEDM experiment of PNPI-ILL-PTI collaboration // *Proceedings of Science*. 2016. V. 281. P. 179.
164. Lasakov M.S., Polyushkin A.O., Serebrov A.P. et al., Vacuum test bench for high-voltage tests of storage chambers in the electric dipole moment spectrometer // *Technical Physics*. 2016. V. 61. P. 603.
165. Lasakov M.S., Pirozhkov A.N., Serebrov A.P., Specifics of Preparation of Storage Chambers for Ultracold Neutrons and EDM Spectrometer Sensitivity // *Technical Physics*. 2019. V. 64. P. 436.
166. Фомин А.К., Программа для моделирования эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона при помощи двухкамерного магниторезонансного спектрометра // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018615721 от 15 мая 2018 г.
167. Berezhiani Z., Vainshtein A., Neutron-Antineutron Oscillation as a Signal of CP Violation // *arXiv:1506.05096*.
168. Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Четыркин К.Г. и др., Об осцилляциях нейтрон-антинейтрон // *Письма в ЖЭТФ*. 1980. Т. 32. В. 1. С. 88.
169. Baldo-Ceolin M., Benetti P., Bitter T. et al., A new experimental limit on neutron-antineutron transitions // *Phys. Lett. B*. 1990. V. 236. P. 95.

170. Baldo-Ceolin M., Benetti P., Bitter T. et al., A new experimental limit on neutron-antineutron oscillations // *Z. Phys. C*. 1994. V. 63. P. 409.
171. Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Шапошников М.Е., $N\bar{N}$ -осцилляции: возможность наблюдения с помощью ультрахолодных нейтронов // *Письма в ЖЭТФ*. 1981. Т. 34. В. 1. С. 49.
172. Ignatovich V.K., On $n-\bar{n}$ oscillations of ultracold neutrons // *Phys. Rev. D*. 2003. V. 67. P. 016004.
173. Kerbikov B.O., Kudryavtsev A.E., Lensky V.A., Neutron-antineutron oscillations in a trap revisited // *ЖЭТФ*. 2004. Т. 125. В. 3. С. 476.
174. Abe K., Hayato Y., Iida T. et al., Search for $n-\bar{n}$ oscillation in Super-Kamiokande // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91. P. 072006.
175. Mohapatra R.N., Neutron–anti-neutron oscillation: theory and phenomenology // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2009. V. 36. P. 104006.
176. Фомин А.К., Программа для моделирования эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с ультрахолодными нейтронами // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017662103 от 27 октября 2017 г.
177. Golubeva Ye.S., Kondratyuk L.A., Annihilation of low energy antineutrons on nuclei // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 1997. V. 56A. P. 103.
178. Serebrov A.P., Fomin A.K., Kamyshkov Yu.A., Sensitivity of experiment on search for neutron–antineutron oscillations on the projected ultracold neutron source at the WWR-M reactor // *Technical Physics Letters*. 2016. V. 42. P. 99.
179. Fomin A.K., Serebrov A.P., Zherebtsov O.M. et al., Experiment on search for neutron–antineutron oscillations using a projected UCN source at the WWR-M reactor // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. V. 798. P. 012115.
180. Fomin A., Experiment on search for N-NBAR oscillations using a projected UCN source at the WWR-M reactor // *Proceedings of Science*. 2016. V. 281. P. 189.

181. Fomin A.K., Serebrov A.P., Zherebtsov O.M. et al., Project of NNbar experiment at the WWR-M reactor // KnE Energy & Physics. 2018. V. 3. P. 109.
182. Fomin A., Serebrov A., Chaikovskii M., Zherebtsov O., Murashkin A., Golubeva E., Project on searching for neutron-antineutron oscillation at the WWR-M reactor // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1390. P. 012133.
183. Phillips II D.G., Snow W.M., Babu K. et al., Neutron-Antineutron oscillations: Theoretical status and experimental prospects // Physics Reports. 2016. V. 612. P. 1.
184. Milstead D.A., A new high sensitivity search for neutron-antineutron oscillations at the ESS // Proceedings of Science. 2016. V. 234. P. 603.
185. Theroine C., A neutron-antineutron oscillation experiment at the European Spallation Source // Nuclear and Particle Physics Proceedings. 2016. V. 273–275. P. 156.
186. Mueller Th.A., Lhuillier D., Fallot M. et al., Improved predictions of reactor antineutrino spectra // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054615.
187. Mention G., Fehner M., Lasserre Th. et al., Reactor antineutrino anomaly // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 073006.
188. Понтекорво Б., Мезоний и антимезоний // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 549.
189. Понтекорво Б., Обратные β -процессы и несохранение лептонного заряда // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 247.
190. Понтекорво Б., Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 1717.
191. Maki Z., Nakagava M., Sakata S., Remarks on the Unified Model of Elementary Particles // Prog. Theor. Phys. 1962. V. 28. P. 870.
192. Aguilar A., Auerbach L.B., Burman R.L. et al., Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 112007.

193. Aguilar-Arevalo A.A., Anderson C.E., Brice S.J. et al., Search for Electron Antineutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ Scale // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 111801.
194. Aguilar-Arevalo A.A., Anderson C.E., Brice S.J. et al., Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 181801.
195. Adamson P., Andreopoulos C., Auty D.J. et al., First Direct Observation of Muon Antineutrino Disappearance // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 021801.
196. Gavrin V.N., Gorbachev V.V., Veretenkin E.P. et al., Gallium experiments with artificial neutrino sources as a tool for investigation of transition to sterile states // arXiv:1006.2103.
197. Giunti C., Laveder M., Statistical significance of the gallium anomaly // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 065504.
198. Barinov V., Gavrin V., Gorbachev V. et al., BEST potential in testing the eV-scale sterile neutrino explanation of reactor antineutrino anomalies // Phys. Rev. D. 2019. V. 99. P. 111702.
199. Izotov Y., Thuan T., The primordial abundance of ^4He : evidence for non-standard big bang nucleosynthesis // Astrophys. J. Lett. 2010. V. 710. P. L67.
200. Hamann J., Hannestad S., Raffelt G.G. et al., Sterile neutrinos with eV masses in cosmology - how disfavoured exactly? // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. 2011. V. 09. P. 034.
201. Kusenko A., Sterile neutrinos: The dark side of the light fermions // Physics Reports. 2009. V. 481. P. 1.
202. Gariazzo S., Giunti C., Laveder M. et al., Updated global 3+1 analysis of short-baseline neutrino oscillations // J. High Energ. Phys. 2017. V. 6. P. 135.
203. Куденко Ю.Г., Осцилляции нейтрино: последние результаты и ближайшие перспективы // УФН. 2018. Т. 188. С. 821.

204. Serebrov A.P., Fomin A.K., Zinov'ev V.G. et al., On the possibility of experimentally confirming the hypothesis of reactor antineutrino passage into a sterile state // Technical Physics Letters. 2013. V. 39. P. 636.
205. Serebrov A.P., Fomin A.K., Zinoviev V.G. et al., On the possibility of performing an experiment in the search for a sterile neutrino // Technical Physics Letters. 2014. V. 40. P. 456.
206. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoylov R.M. et al., Neutrino-4 experiment on the search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // JETP. 2015. V. 12. P. 578.
207. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoilov R.M. et al., Creation of neutrino laboratory for carrying out experiment on search for a sterile neutrino at the SM-3 reactor // Technical Physics. 2015. V. 60. P. 1863.
208. Serebrov A.P., Fomin A.K., Onegin M.S. et al., Monte Carlo simulation of the Neutrino-4 experiment // Physics of Atomic Nuclei. 2015. V. 78. P. 1595.
209. Serebrov A., Experiment Neutrino-4 search for sterile neutrino with multisection detector model // Proceedings of Science. 2016. V. 281. P. 255.
210. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoylov R.M. et al., Experiment for search for sterile neutrino at SM-3 reactor // Physics of Particles and Nuclei. 2016. V. 47. P. 1014.
211. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoilov R.M. et al., Experiment neutrino-4 on searching for a sterile neutrino with multisection detector model // Technical Physics. 2017. V. 62. P. 322.
212. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoilov R.M. et al., Search for sterile neutrinos in the neutrino-4 experiment // JETP Letters. 2017. V. 105. P. 347.
213. Serebrov A., Ivochkin V., Samoilov R. et al., Status of Experiment NEUTRINO-4 Search for Sterile Neutrino // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012116.

214. Serebrov A., Ivochkin V., Samoiloov R. et al., Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino with multi-section model of detector // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 888. P. 012089.
215. Serebrov A., Ivochkin V., Samoiloov R. et al., Current Results of NEUTRINO-4 Experiment // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 934. P. 012010.
216. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoiloov R.M. et al., Sterile Neutrino Search in the Neutrino-4 Experiment at the SM-3 Reactor // Physics of Particles and Nuclei. 2018. V. 49. P. 701.
217. Serebrov A.P., Ivochkin V.G., Samoiloov R.M. et al., First Observation of the Oscillation Effect in the Neutrino-4 Experiment on the Search for the Sterile Neutrino // JETP Letters. 2019. V. 109. P. 213.
218. Serebrov A., Ivochkin V., Samoiloov R. et al., The first observation of oscillation effect in Neutrino-4 experiment and analysis of measurement result // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1390. P. 012051.
219. Alekseev I., Belov V., Brudanin V. et al., Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment // Phys. Lett. B. 2018. V. 787. P. 56.
220. Ko Y.J., Kim B.R., Kim J.Y. et al., Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 121802.
221. Almazan H., del Amo Sanchez P., Bernard L. et al., Sterile Neutrino Constraints from the STEREO Experiment with 66 Days of Reactor-On Data // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 161801.
222. Ashenfelter J., Balantekin A.B., Baldenegro C. et al., First Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations at HFIR with PROSPECT // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 251802.
223. Manzanillas L., Performance of the SoLid Reactor Neutrino Detector // arXiv:1811.05694.
224. Afonin A.I., Ketov S.N., Kopeikin V.I. et al., A study of the reaction $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ on a nuclear reactor // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1988. V. 94. P. 1.

225. Фомин А.К., Программа для моделирования детектора реакторных антинейтрино // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2017662880 от 20 ноября 2017 г.