

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Исследования фундаментальных взаимодействий в ПИЯФ НИЦ КИ с нейтронами и нейтрино на реакторах

А.П. Серебров

Нейтроны очень низких энергий ($\sim 10^{-7}$ эВ), которые принято называть ультрахолодными, обладают уникальным свойством — их можно хранить в материальных и магнитных ловушках. Это явление даёт новые методические возможности для проведения прецизионных экспериментов и изучения фундаментальных вопросов физики. Одна из важнейших проблем физики — это нарушение временной инвариантности, которое прямо связано с возникновением Вселенной. Эксперименты по поиску отличного от нуля электрического дипольного момента нейтрона являются тестом на нарушение временной инвариантности, а метод ультрахолодных нейтронов обеспечивает очень высокую точность измерений. Прецизионные измерения времени жизни нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов исключительно важны для проверки модели формирования Вселенной на её ранней стадии. Обсуждаются проблемы исследований с ультрахолодными нейтронами. Также рассматривается весьма актуальная в последнее время проблема стерильных нейтрино и эксперимент по поиску осциллирующий реакторных антинейтрино на расстояниях 6–12 м от активной зоны реактора. Обсуждаемые исследования проводятся на многих реакторах в мире. В основном внимание сосредоточено на результатах, полученных в ПИЯФ при исследованиях, проводимых совместно с коллаборантами на реакторах ВВР-М ПИЯФ (Гатчина), ILL (Гренобль), SM-3 (Димитровград), а также в связи с подготовкой исследований на реакторе ПИК, строящемся в ПИЯФ.

Ключевые слова: ультрахолодные нейтроны, электрический дипольный момент нейтрона, время жизни нейтрона, стерильное нейтрино

PACS numbers: 11.30.Er, 12.60.-i, 14.20.Dh, 14.60.St

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201511c.1179

Содержание

1. Введение (1179).

2. Исследования с ультрахолодными нейтронами (1180).

2.1. Свойства ультрахолодных нейтронов. 2.2. История открытия ультрахолодных нейтронов и разработка источников ультрахолодных нейтронов в ПИЯФ. 2.3. Три критерия А.Д. Сахарова возникновения Вселенной и электрический дипольный момент нейтрона. 2.4. Теоретические предсказания электрического дипольного момента нейтрона. 2.5. Эксперименты по поиску электрического дипольного момента нейтрона с ультрахолодными нейтронами. 2.6. Поиск электрического дипольного момента нейтрона при дифракции холодных нейтронов в кристаллах без центра симметрии. 2.7. Распад нейтрона, Стандарт-

ная модель и космология. 2.8. Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационной ловушки ультрахолодных нейтронов. 2.9. Измерение времени жизни нейтрона методом хранения ультрахолодных нейтронов в магнитной ловушке. 2.10. Стандартная модель и первичный нуклеосинтез с новым временем жизни нейтрона. 2.11. Перспективы продолжения исследований на реакторе ПИК. 2.12. Поиск зеркальной тёмной материи в лабораторном эксперименте с ультрахолодными нейтронами.

3. Нейтринные эксперименты на реакторе SM-3 (1197).

3.1. Создание нейтринной лаборатории для проведения эксперимента по поиску стерильного нейтрино и первые измерения зависимости потока реакторных антинейтрино от расстояния до активной зоны реактора.

4. Заключение (1200).

Список литературы (1200).

1. Введение

Фундаментальные взаимодействия элементарных частиц успешно изучаются на ускорителях и коллайдерах, где рождение новых элементарных частиц при энергии вплоть до 10^{13} эВ открывает новые горизонты в нашем понимании фундаментальных основ природы. Астрофизика, космология, космические лучи, нейтринная физика

А.П. Серебров. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Орлова роща, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Российская Федерация
Тел. (81371) 460-01
E-mail: serebrov@pnpi.spb.ru

Статья поступила 3 марта 2015 г.,
после доработки 27 июля 2015 г.

исключительно глубоко дополняют общую картину мира и также связаны с фундаментальным взаимодействием элементарных частиц. Однако существуют методы прецизионных исследований, методы поиска малых отклонений от Стандартных законов физики. Они позволяют получать информацию о фундаментальных взаимодействиях другими экспериментальными методами. Одно из таких направлений — это исследование с ультрахолодными нейтронами, нейтронами с очень низкой энергией, порядка 10^{-7} эВ. Именно этому направлению физики посвящён раздел 2 данного обзора. Раздел 3 посвящён исследованиям с реакторными антинейтрино, поскольку в последнее время возник вопрос о возможном существовании стерильного нейтрино и об осцилляциях реакторных антинейтрино на малых расстояниях (6–12 м) вблизи реакторов. Это исключительно важный вопрос физики фундаментальных взаимодействий, и ему следует уделить особое внимание.

Обзор написан по материалам доклада автора, сделанного на конференции, посвящённой 80-летию академика В.М. Лобашева.

2. Исследования с ультрахолодными нейтронами

2.1. Свойства ультрахолодных нейтронов

Существует общее представление, что нейтроны — это частицы, легко проходящие через вещество из-за их нейтральности. Действительно, они были открыты благодаря этому экспериментальному факту. Однако нейтроны очень низких энергий, имеющие большую длину волны де Бройля, $\sim 500\text{--}1000$ Å, взаимодействуют с веществом когерентным образом и отражаются от вещества с очень высокой вероятностью, $\sim 99,9\%$. Этот эффект позволяет удерживать нейтроны в материальных ловушках, транспортировать ультрахолодные нейтроны (УХН) по трубам (нейтроноводам), подобно газу при исключительно низком давлении. Эффективная температура газа таких нейтронов 10^{-3} К, поэтому их называют ультрахолодными. Описанные выше свойства ультрахолодных нейтронов были отмечены Я.Б. Зельдовичем в 1959 г. [1].

Когерентное рассеяние нейтронов низких энергий на ядрах вещества приводит к тому, что внутри вещества возникает эффективный потенциал на уровне $(1\text{--}2) \times 10^{-7}$ эВ. Нейтроны с энергией, меньшей, чем потенциал вещества, оказываются запертыми в потенциальном ящике, т.е. в ловушке, приготовленной из вещества. Таким образом, мы можем хранить нейтроны.

Удержание нейтронов возможно также и в магнитной ловушке сложной мультипольной формы за счёт взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитным полем. В такой ловушке будут удерживаться нейтроны только одной поляризации. Потенциал на стенке такой магнитной бутылки тоже составляет приблизительно 1×10^{-7} эВ. Возможность удержания ультрахолодных нейтронов в магнитных ловушках была отмечена В.В. Владимирским в 1960 г. [2]. Ультрахолодные нейтроны действительно можно транспортировать по трубам (нейтроноводам), так как коэффициент отражения УХН весьма высок. Поэтому УХН может совершить несколько тысяч соударений, прежде чем быть

потерянным (поглощённым или неупруго рассеянным) на стенках ловушки. При длине пробега между стенками ~ 10 см общая длина пути ультрахолодного нейтрона может составлять несколько десятков метров. Важно обеспечить направленное движение нейтрона от источника к экспериментальной установке, поэтому нейтроноводы должны иметь зеркальную поверхность с высоким потенциалом отражения.

Наконец, ультрахолодные нейтроны весьма чувствительны к гравитационному полю Земли. Высота, на которую может "взлететь" ультрахолодный нейтрон, составляет 1–2 м. Поэтому энергию УХН можно измерять с помощью гравитационных спектрометров.

Таким образом, ультрахолодные нейтроны — самые легко управляемые и безопасные нейтроны, хотя то же самое нельзя сказать об остальных нейтронах нейтронного спектра.

2.2. История открытия ультрахолодных нейтронов и разработка источников ультрахолодных нейтронов в ПИЯФ

Первый эксперимент по выводу ультрахолодных нейтронов из реактора был осуществлён в 1968 г. в ОИЯИ (Дубна) Ф.Л. Шапиро с сотрудниками [3]. Ставилась цель использовать ультрахолодные нейтроны для поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона. Это принципиально важная задача физики взаимодействия элементарных частиц, которую мы будем обсуждать ниже.

За рубежом годом позже ультрахолодные нейтроны были выделены из нейтронного спектра с более прозаической целью — для исследования рассеяния нейтронов низких энергий (А. Штейрл, Мюнхен, 1969 г.) [4].

В течение 1970–1980-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 ультрахолодного нейтронного газа была увеличена на 8 порядков величины по сравнению с первым экспериментом в Дубне и достигла $10\text{--}40$ 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.

Первый охлаждаемый источник УХН в ПИЯФ был сооружён в 1974 г. на основе бериллиевого конвертора. Источник располагался в свинцовой полости в центре активной зоны реактора (рис. 1). При полной мощности реактора 18 МВт в нём выделялось 1200 Вт тепловой мощности и поддерживалась температура 30 К за счёт охлаждения газообразным гелием от рефрижератора. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 10 раз [5]. Это отношение потоков УХН при низкой температуре и при комнатной температуре для данного источника. В 1980 г. в бериллиевом отражателе реактора был установлен жидководородный источник УХН объёмом 150 см 3 . Высокоэффективный и очень компактный теплообменник располагался непосредственно в источнике, как показано на рис. 1. Он позволил создать источник с малым объёмом жидкого водорода. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 25 раз [6]. В 1986 г. в центре активной зоны реактора был установлен жидководородный источник [7], кото-

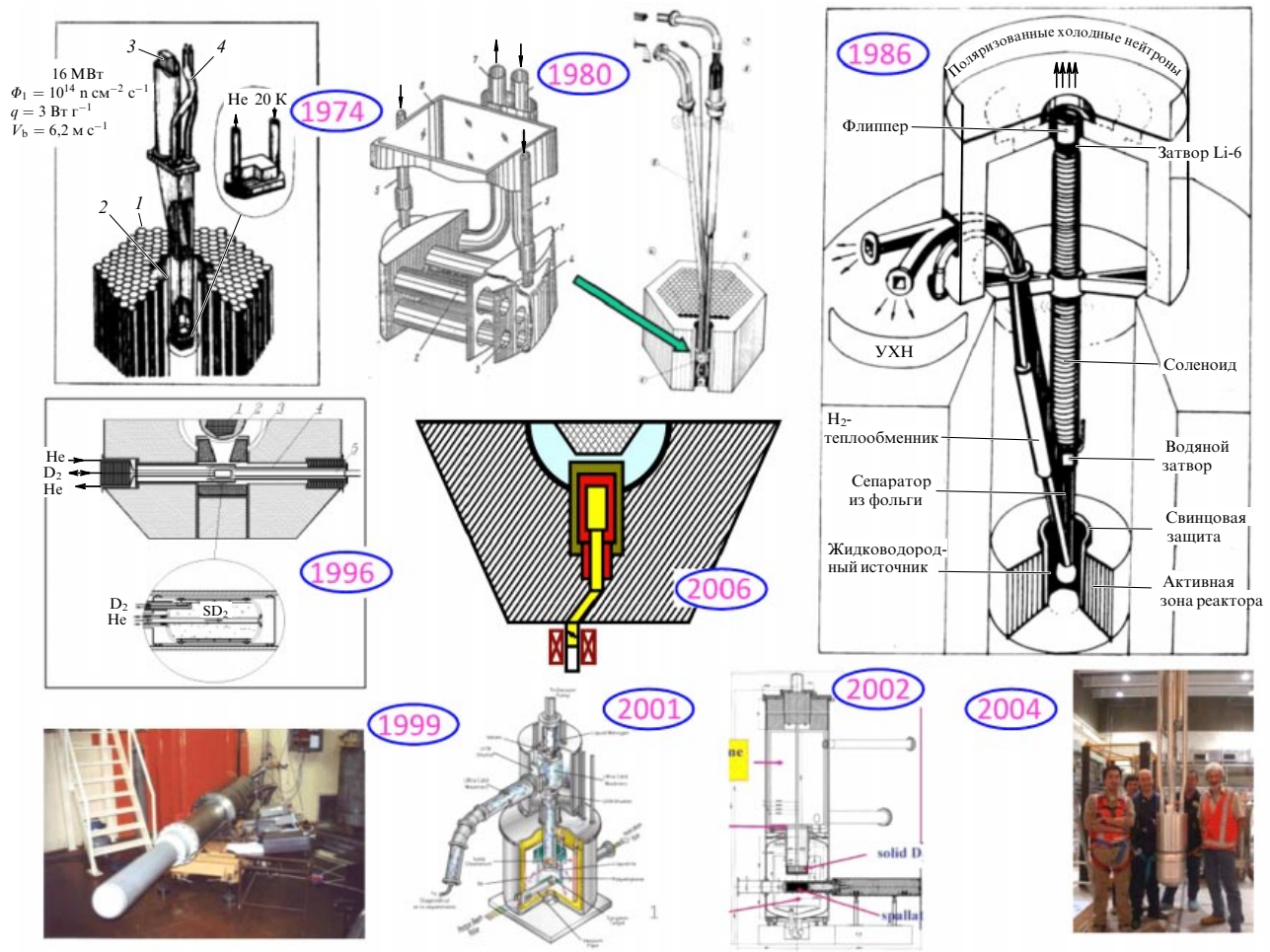


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Интенсивные источники УХН — разработки ПИЯФ. 1974 г. — бериллиевый конвертор тепловых нейтронов в УХН, 1980 г. — жидководородный источник УХН в бериллиевом отражателе реактора ВВР-М, 1986 г. — универсальный источник ультрахолодных и поляризованных холодных нейтронов (ХН) в центре активной зоны реактора ВВР-М, 1996 г. — твердодейтериевый источник УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М, 1999 г. — водородный источник холодных нейтронов на основе компактного теплообменника для реактора ВВР в Будапеште (разработка ПИЯФ), 2001 г. — твердодейтериевый источник УХН с нейтронным источником расщепления (spallation) на протонном пучке в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) в коллаборации с ПИЯФ, 2002 г. — твердодейтериевый источник УХН с источником расщепления на протонном пучке Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария) в коллаборации с ПИЯФ, 2004 г. — источник холодных нейтронов на Австралийском реакторе ANSTO (разработка ПИЯФ – INVAP), 2006 г. — проект источника УХН на основе сверхтекучего гелия в тепловой колонне реактора ВВР-М.

рый, кроме УХН, позволял получать наиболее интенсивный пучок поляризованных холодных нейтронов. Температурный фактор выигрыша в потоке УХН составил 50 раз и плотность УХН — 8 см^{-3} . При создании этого источника пришлось решить очень сложную инженерно-техническую задачу. Нужно было обеспечить отвод тепла мощностью 2 кВт с объема 1 л жидкого водорода при температуре 18–20 К. Для уровня температуры жидкого водорода и при объеме 1 л эта задача становится экстремально сложной. Такое тепловыделение может быть удалено только быстрым протоком самого жидкого водорода через источник. С этой целью была сделана циркуляционная петля (6 л жидкого водорода), в одном плече которой находится теплообменник, охлаждаемый от криорефрижератора мощностью 3 кВт. Циркуляция водорода в петле возникает за счёт естественной конвекции и благодаря асимметрии в расположении теплообменника. Скорость потока водорода в трубе диаметром 30 мм достигает приблизительно 1 м с^{-1} при тепловой нагрузке 2 кВт. Такая система не требует

использования циркуляционных насосов для жидкого водорода и является достаточно эффективной. На реакторе ILL (Institute Laue – Langevin, Гренобль, Франция) обеспечивается отвод тепла мощностью 5 кВт с объема жидкого дейтерия 25 л, расположенного в тяжеловодном отражателе реактора. Полное тепловыделение в 2,5 раза выше в ILL, но уровень удельного тепловыделения в 10 раз выше на реакторе ВВР-М. Такого уровня удельного теплосъёма при водородных температурах пока нигде не достигнуто.

Вплоть до 1986 г. лидирующее положение по достигнутой плотности УХН принадлежало ПИЯФ (рис. 2), обладающему реактором средней мощности. Однако в 1986 г. жидкодейтериевый источник УХН был установлен на высокопоточном реакторе ILL [8]. Ультрахолодные нейтроны были получены от источника холодных нейтронов с помощью преобразования скорости нейтронов с 50 м с^{-1} до скорости 5 м с^{-1} на турбине, где из-за отражения нейтрона от убегающей лопатки происходит процесс дополнительного "охлаждения" нейтронов.

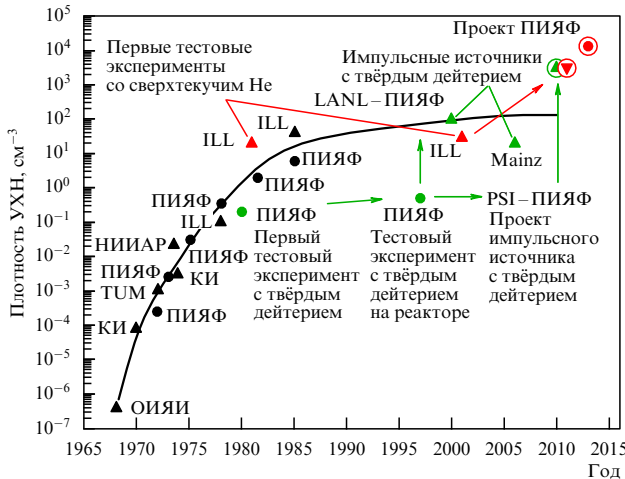


Рис. 2. (В цвете онлайн.) График, посяняющий прогресс в развитии источников УХН. Последняя точка этой диаграммы относится к проектным параметрам нового источника на реакторе ВВР-М ПИЯФ на основе сверхтекучего гелия, указана возможная плотность УХН в ловушке ЭДМ-спектрометра.

Плотность УХН по отношению к источнику в Гатчине была превышена в 5 раз и составила 40 см^{-3} .

На рисунке 2 показана диаграмма роста плотности УХН за прошедшие 46 лет. К сожалению, в течение последних 25 лет прогресса в увеличении плотности УХН не наблюдается. Дело в том, что уже освоены прямые и достаточно эффективные методы — использование максимальных нейтронных потоков в реакторах при температуре 15–20 К. Для дальнейшего прогресса необходимы альтернативные методы получения УХН. Освоение более низких температур в мощных потоках нейтронного и γ -излучения не представляется возможным, поэтому в нашем источнике, расположенном в бериллиевом отражателе, мы провели исследования при малой мощности реактора (1 МВт) с твёрдым дейтерием. Было обнаружено, что фактор выигрыша стремительно возрастает при понижении температуры [6]. Возник вопрос о возможности использования твёрдого дейтерия в условиях низкого тепловыделения за счёт применения висмутового экрана [9]. Расчёты показывали, что теоретически возможно достижение плотности УХН 10^3 – 10^4 см^{-3} . В связи с этим в тепловой колонне реактора ВВР-М был установлен твердодейтериевый источник УХН объёмом 6 л, охлаждаемый до температуры 4,5 К [10]. Экспериментально полученный фактор выигрыша в потоке УХН по отношению к комнатной температуре составил 1230 раз. Было выяснено, что большую роль в выходе УХН из твёрдого дейтерия играет орто-парасостояние молекул вещества и однородность плотности твёрдого дейтерия. Более детальные исследования этих вопросов были проведены методом пропускания очень холодных нейтронов через твёрдый дейтерий [11]. Компромисс между высоким уровнем тепловыделения и низкой температурой источника был найден с помощью идеи импульсного режима [12] с нейтронным источником на основе расщепления ядра (spallation) на протонном пучке. В этом методе низкотемпературный замедлитель облучается нейтронами в течение нескольких секунд и ультрахолодные нейтроны наполняют промежуточную ловушку до плотности, пропорциональной плотности

тепловых нейтронов в импульсе. После завершения импульса затвор на источник закрывается, экспериментаторы могут использовать УХН из ловушки в течение нескольких сотен секунд, а низкотемпературный замедлитель в это время охлаждается. Таким образом, благодаря импульсному режиму был найден компромисс между мощностью и низкой температурой. В качестве замедлителя и источника УХН может быть использован твёрдый дейтерий при температуре жидкого гелия 4,5 К [11]. В исследованиях, проведённых нами с твердодейтериевым шестилитровым замедлителем в тепловой колонне реактора ВВР-М, было показано, что температурный фактор выигрыша в плотности УХН за счёт понижения температуры от 20 К до 4,5 К составляет 10–12 раз.

Метод, использующий твёрдый дейтерий с нейтронным источником на основе расщепления ядра на протонном пучке, был реализован в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) в 2001 г., и была получена плотность 100 см^{-3} [13]. Более масштабный проект был разработан в PSI (Швейцария) с активным участием ПИЯФ [14]. Ожидаемая плотность составляет приблизительно 10^3 см^{-3} , однако пока она ниже более чем на порядок величины. Итак, твёрдый дейтерий можно использовать в импульсном режиме на ускорителях. Для России такой проект не подходит, так как нет сильноточных (несколько миллиампер) ускорителей с энергией 600–800 МэВ.

Но есть другой метод, который можно успешно использовать на реакторе ВВР-М. Это метод получения УХН с помощью сверхтекучего гелия. Сверхтекучий гелий — это замечательная квантовая жидкость, имеющая удивительные свойства сверхтекучести и сверхтеплопроводности. Не менее удивительны, но менее известны особенности взаимодействия сверхтекучего гелия с нейтронами. Сверхтекучий гелий обладает колоссальной прозрачностью для нейтронов низких энергий. Это свойство было отмечено в работе И.Я. Померанчука и А.И. Ахизера в 1945 г. [15]. Но тогда ещё Я.Б. Зельдович не сказал о возможности хранения УХН и ультрахолодные нейтроны не были столь активно востребованы для фундаментальных экспериментов. На возможность использования сверхтекучего гелия для получения УХН обратили внимание R. Golub и J.M. Pendlebury в 1977 г. [16].

Суть дела достаточно проста. Знаменитая кривая Ландау, связывающая энергию и импульс возбудений (фононов, ротоннов) в сверхтекучем гелии, пересекается с кривой $E = p^2/2m$ для нейтрона. Точка пересечения 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 болцмановский фактор представляет собой экспоненту в степени -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. Холодные нейтроны проникают через стенку ловушки, а ультрахолодные отражаются, поэтому возможен эффект накопления

УХН до плотности, определяемой временем хранения в ловушке с гелием.

Эксперименты по накоплению УХН в ловушках со сверхтекучим гелием успешно выполнены на пучках холодных нейтронов во Франции и Японии [17–19]. На пучке уже удалось получить плотность УХН, сравнимую с плотностью УХН, выведенных от источника в реакторе. Расходимость пучка нейтронов очень мала по отношению к 4λ . В условиях облучения 4λ можно выиграть 3–4 порядка величины. Возникает вопрос: в каких условиях облучения может работать источник на основе сверхтекучего гелия, какую мощность можно снимать при температуре около 1 К? Известно, что со сверхпроводящих магнитов при температуре 1,8 К удаётся снимать киловаттные мощности. Такие установки слишком громоздки и очень дорогостоящи. Мы можем ставить задачу об удалении мощности 10–20 Вт при температуре 1,2 К, тогда эта задача решается с помощью доступного гелиевого оживителя с производительностью 50 л жидкого гелия в час, а также с помощью системы вакуумной откачки паров гелия, чтобы получить температуру 1,2 К. Для успешного решения задачи нужно найти компромисс между уровнем тепловыделения и нейтронным потоком.

Проект источника УХН для реактора ВВР-М был предложен в 2006 г., и затем появились публикации, посвящённые ему [20–23]. На реакторе ВВР-М ПИЯФ 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. Принцип работы источника УХН представлен на рис. 3. Холодные нейтроны проникают через стенку ловушки, а ультрахолодные нейтроны отражаются, поэтому возможен эффект накопления УХН до плотности, определяемой временем хранения в ловушке с гелием.

Схема размещения источника ультрахолодных нейтронов вблизи активной зоны реактора ВВР-М представлена на рис. 4.

В настоящее время в ПИЯФ разработан проект источника УХН для реактора ВВР-М. Проведены детальные расчёты по программе MCNP, в результате которых показано, что в свинцовой защите источника будет выделяться тепловая мощность 15 кВт, отвод которой легко обеспечивается с помощью циркуляции

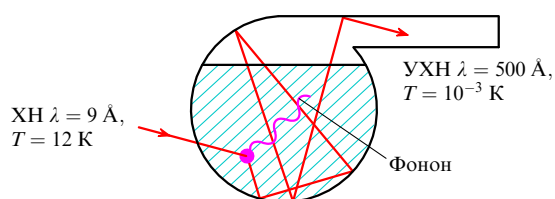


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Схема рождения УХН в сверхтекучем гелии и вывода к экспериментальной установке.

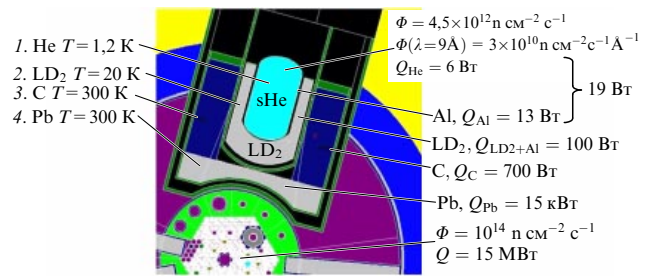


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Схема размещения источника ультрахолодных нейтронов вблизи активной зоны реактора ВВР-М. 1 — конвертер холодных нейтронов в ультрахолодные нейтроны из сверхтекучего гелия при температуре 1,2 К, 2 — жидкодейтериевый предзамедлитель при температуре 20 К для получения холодных нейтронов, 3 — графитовый замедлитель при комнатной температуре, 4 — свинцовая защита.

воды. Жидкодейтериевый замедлитель будет охлаждаться протоком газообразного гелия при температуре 20 К. Наконец, самое главное — в источнике со сверхтекучим гелием будет выделяться тепловая мощность 19 Вт. Как уже отмечалось, такая мощность на уровне 1,2 К может быть отведена с помощью доступных криогенных установок. Расчёты плотности УХН методом Монте-Карло показывают, что в экспериментальной установке (например, в ловушке ЭДМ-спектрометра) можно получить плотность УХН $\sim 1 \times 10^{14}$ н см $^{-3}$ [20–23]. Это означает, что фактор выигрыша по отношению к плотности УХН в Гренобле будет составлять 1000 раз. Тем самым мы сможем вернуть России приоритеты в области ультрахолодных нейтронов и значительно продвинуться в фундаментальных исследованиях с ультрахолодными нейтронами. Схема пучков реактора ВВР-М ПИЯФ после постановки источника УХН представлена на рис. 5.

Благодаря развитой инфраструктуре реактора данный проект является исключительно высокоэффективным с экономической точки зрения. На его реализацию в течение 5 лет потребуется 4–5 миллионов долларов. Эта цифра сравнима с эксплуатационными расходами реактора.

Проект основан на использовании высоких технологий. Он мог бы стать весьма успешным шагом программы сохранения и развития фундаментальных и прикладных исследований в России на базе исследовательских реакторов. Проект не требует капитального строительства и может быть реализован в течение 5 лет. В настоящее время создана полномасштабная модель источника, которая включает в себя всё необходимое криогенное и вакуумное оборудование. Планируется проведение тестового эксперимента с задачей обеспечить отвод тепла мощностью 20 Вт при температуре 1,2 К. На рисунке 6 показано оборудование полномасштабной модели. После проведения этого тестового эксперимента может быть принято решение о реализации проекта на реакторе ВВР-М. Реализация проекта со сверхтекучим гелием на реакторе ВВР-М позволит получить в России лучший в мире источник ультрахолодных нейтронов. Это важное утверждение следует обсудить подробнее.

Казалось бы, легко предположить, что в дальнейшем на высокопоточном реакторе ПИК (или уже сейчас на высокопоточном реакторе ILL) можно получить ещё

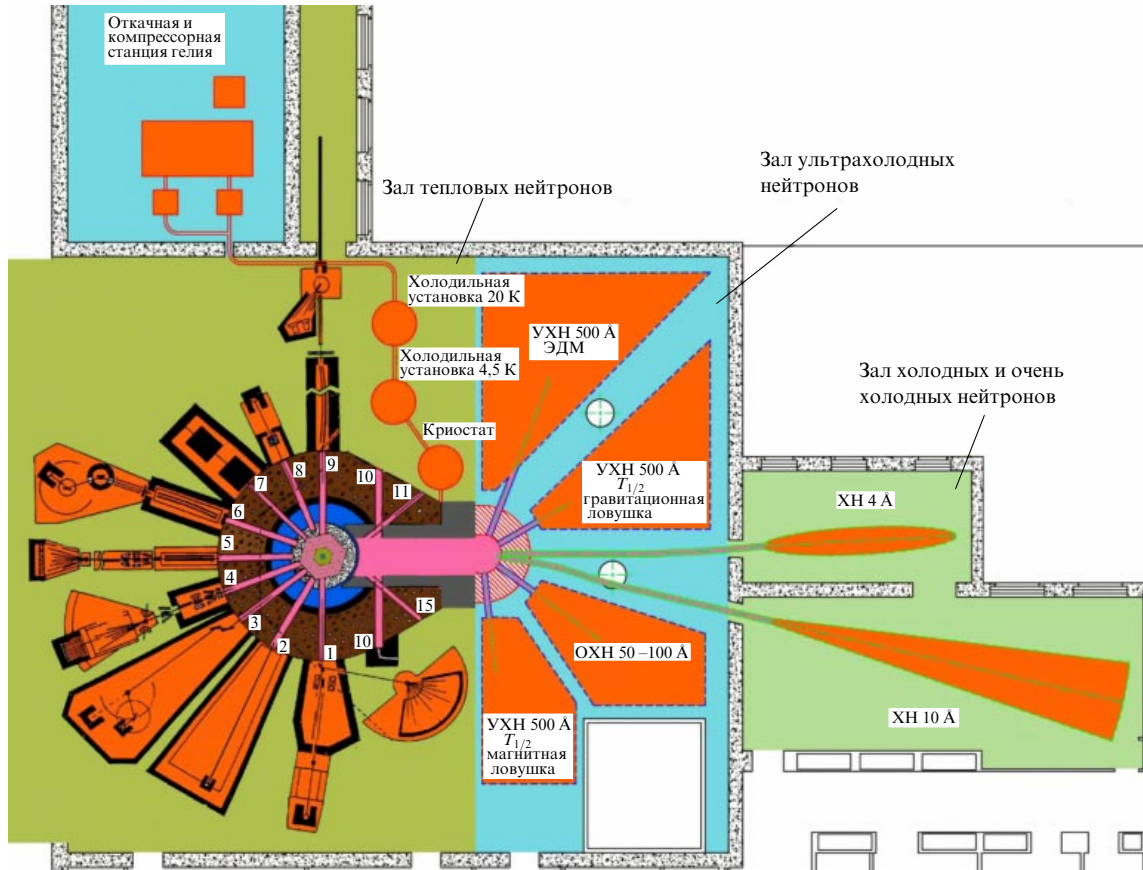


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Экспериментальные залы реактора ВВР-М. Схема размещения источника холодных (ХН) и ультрахолодных нейтронов, комплекса экспериментальных установок в главном зале реактора и комплекса экспериментальных установок в нейтроноводных залах.

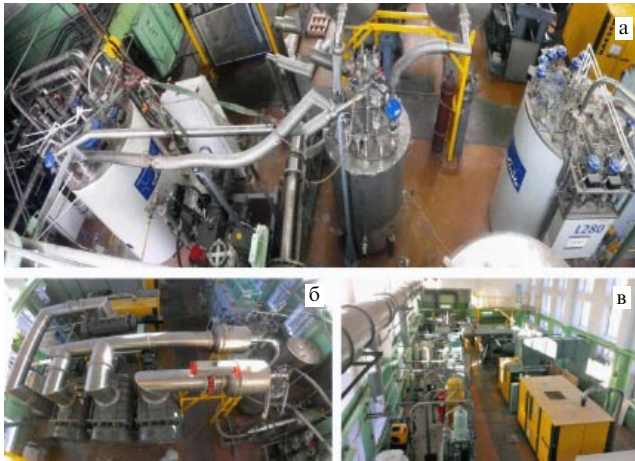


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Оборудование полномасштабной модели источника. (а) Гелиевый ожижитель 50 л ч^{-1} , криостат на 1 К для суперисточника УХН, гелиевый рефрижератор мощностью 3000 Вт при температуре 15 К . (б) Система насосов для откачки паров гелия с вакуумными трубопроводами большого диаметра. (в) Блоки очистки гелия и гелиевые компрессоры.

большую плотность УХН для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона. Однако детальное рассмотрение показывает, что это не так. В силу значимости проблемы было проведено её детальное изучение [24–26], на котором следует остановиться, так как это дело практиче-

ской стратегии. Нужно ответить на следующие вопросы. Почему лучше строить источник УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М, а не на реакторе ПИК? Почему на реакторе ИЛЛ на выведенном пучке холодных нейтронов достигнута плотность УХН всего 40 см^{-3} [18]? Можно ли получить на реакторе ПИК значительно большую плотность, чем на реакторе ИЛЛ?

Различие состоит в том, что на реакторе ПИК (а также на реакторе ИЛЛ) источник УХН на основе сверхтекучего гелия может располагаться только на выведенном нейтронном пучке. Но переход к схеме источника УХН на выведенном пучке сразу приводит к потере исходной плотности нейтронного потока пропорционально телесному углу пучка по отношению к 4π . На расстоянии 5 м от источника холодных нейтронов этот фактор телесного угла составляет 10^{-4} . Скомпенсировать такой фактор исключительно трудно. Нейтронный поток в тепловой колонне реактора ВВР-М составляет $3 \times 10^{12} \text{ н см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а нейтронный поток в источнике холодных нейтронов реактора ПИК составляет приблизительно $(3-5) \times 10^{14} \text{ н см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, при переходе на реакторе ПИК к схеме источника УХН на выведенном пучке теряется четыре порядка величины из-за телесного угла пучка, но скомпенсировать удаётся только два порядка величины за счёт высокого нейтронного потока в реакторе ПИК. Ещё несколько раз в полной производительности УХН в источнике удаётся скомпенсировать увеличением объёма конвертора со сверхтекучим гелием, например, в 5 раз при расположе-

нии его вдоль пучка холодных нейтронов. Хотя это будет увеличение полной производительности, а не плотности производства УХН в источнике.

Наконец, можно обсуждать режим накопления плотности УХН в объёме источника при очень низкой температуре 0,6–0,8 К для достижения очень низкого коэффициента потерь УХН в гелии. Можно предполагать, что удастся получить очень малый коэффициент потерь ($\eta = 10^{-5}$) при отражении УХН от стенок источника. При увеличении времени хранения УХН в источнике можно увеличить время их накопления в источнике. Тогда за время около 1000 с можно достигнуть плотности УХН приблизительно 10^5 см^{-3} . Однако этот результат, даже если его удастся получить, не имеет прямого практического значения для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона. В таком эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона нужна плотность УХН в ловушке ЭДМ-спектрометра, наполнение которой следует делать приблизительно каждые 100 с. За это время накопится в 10 раз меньшая плотность УХН — только 10^4 см^{-3} . При наполнении ловушки ЭДМ-спектрометра плотность УХН уменьшается пропорционально отношению объёма источника и суммарного объёма источника, ловушки и нейтронопроводов, а также происходит потеря УХН при транспортировке. Коэффициент потери плотности УХН уменьшается ещё приблизительно в 10 раз, а плотность УХН в ловушке ЭДМ-спектрометра составит $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, т.е. на два порядка меньше, чем максимальная расчётная плотность УХН в закрытом источнике. К сожалению, режим накопления плотности УХН в источнике не даёт практического эффекта. Такова качественная оценка, которая подтверждается более точными расчётами по методу Монте-Карло.

Итак, в ловушке ЭДМ-спектрометра можно получить плотность УХН $1,3 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ на источнике УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М и $1,3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ на реакторе ПИК [24–26]. Поэтому источник УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М является в 10 раз более эффективным. Однако в связи с тем, что реактор ВВР-М может быть остановлен, следует разработать оба проекта. На рисунке 7 представлена схема размещения источников УХН на реакторе ПИК.

Теперь нужно ответить на второй вопрос: почему на реакторе ИЛЛ на выведенном пучке холодных нейтронов достигнута плотность УХН всего 40 см^{-3} и можно ли получить на реакторе ПИК значительно больше, чем на реакторе ИЛЛ?

На реакторе ИЛЛ источник со сверхтекучим гелием располагался на пучке холодных нейтронов с потоком при длине волны 9 \AA , равным $3 \times 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ [18]. Использование более мощных пучков не представлялось возможным из-за тепловыделения в источнике. На прямом нейтронном пучке непосредственно у реактора тепловыделение в источнике может составлять десятки ватт из-за радиационного поля γ -излучения из реактора. Мощность такого излучения в прямом пучке из реактора составляет приблизительно 100 Вт. Около 15 % мощности будет выделяться в низкотемпературной части источника. Решение криогенной задачи по отводу тепла такой мощности при температуре 1 К становится слишком сложным. Поэтому на реакторе ИЛЛ такая задача не рассматривалась. Однако мы предлагаем решение, которое позволяет обойти проблему тепловыделения. Это решение состоит в применении висмутового фильтра

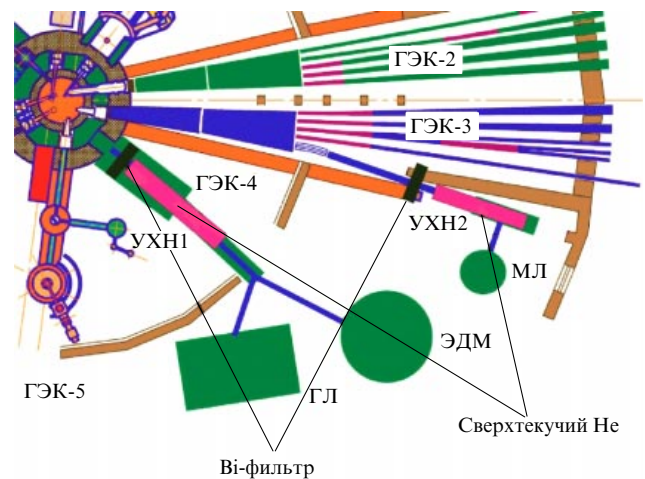


Рис. 7. (В цвете онлайн.) План размещения источников УХН со сверхтекучим гелием и экспериментальных установок на каналах ГЭК-3 и ГЭК-4 реактора ПИК: УХН1 — источник УХН на канале ГЭК-4, УХН2 — источник УХН на канале ГЭК-3, ЭДМ — установка для измерения ЭДМ нейтрона, ГЛ — установка для измерения времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН, МЛ — установка для измерения времени жизни нейтрона с магнитной ловушкой УХН.

перед источником УХН [27]. Висмутовый фильтр толщиной 10 см позволит ослабить тепловыделение в камере со сверхтекучим гелием в 30 раз [27]. Поток нейтронов с длиной волны 9 \AA , которые конвертируются в УХН, ослабится только на 30 %. Таким способом проблема поддержания низкой температуры и сверхтекучего состояния жидкого гелия может быть решена, так как выделяемая в источнике тепловая мощность составит только 0,5 Вт. Плотность УХН в ловушке ЭДМ-спектрометра от источника со сверхтекучим гелием объёмом 100 л составит $1,3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ [24]. Источник будет работать в непрерывном режиме, заполняя ловушку ЭДМ-спектрометра, по схеме, показанной на рис. 7. Использование накопительного режима может позволить получить в источнике плотность УХН вплоть до 10^5 см^{-3} , но, как отмечалось выше, этот эффект не имеет практического значения для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона. При сравнении различных проектов следует учитывать плотность УХН в экспериментальной ловушке, как это делается в наших публикациях [20–26].

К сожалению, например, в проекте источника на выведенном пучке тепловых нейтронов с замедлителем из твёрдого метана [28] указывается плотность УХН (10^5 см^{-3}) в источнике и ничего не говорится о плотности УХН в ловушке ЭДМ-спектрометра. Это рождает неприятное впечатление о преимуществе проекта. Действительно, оценка плотности УХН в работе [28] получена для источника УХН в режиме накопления с предположениями о достаточно идеальных параметрах источника (температура сверхтекучего гелия 0,6–0,8 К, коэффициент потерь при отражении УХН от стенок источника $\eta = 10^{-4}$). Как показано выше, ожидаемая плотность в ловушке в режиме работы ЭДМ-спектрометра будет на два порядка ниже, т.е. $\sim 1 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Получение такой же плотности УХН другим, более сложным методом (методом создания холодных нейтронов из тепловых на выведенном пучке при наличии источников холодных нейтронов в реакторе) не представ-

ляется целесообразным. При этом следует отметить, что если авторам удастся решить проблемы с большим тепловыделением в прямом пучке тепловых нейтронов, то проект может быть применён на реакторах, где нет источников холодных нейтронов.

Итак, самым интенсивным может быть источник УХН в тёплой колонне реактора ВВР-М, работающий в непрерывном режиме и способный обеспечить плотность УХН в экспериментальной ловушке $\sim 1 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$. Следующим по интенсивности может быть источник УХН на реакторе ПИК, на выведенном пучке холодных нейтронов, работающий также в непрерывном режиме и способный обеспечить плотность УХН в экспериментальной ловушке $\sim 1 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$. Наконец, ещё раз нужно отметить, что накопительный режим является неэффективным и сравнивать источники УХН нужно по конечной плотности в экспериментальной ловушке.

В следующих разделах рассказано, для решения каких проблем физики элементарных частиц затрачиваются такие усилия для получения УХН.

2.3. Три критерия А.Д. Сахарова возникновения Вселенной

и электрический дипольный момент нейтрона

На ранней стадии формирования Вселенной все процессы определялись свойствами взаимодействия элементарных частиц. Законы симметрии указывают на инвариантность взаимодействий относительно трёх дискретных преобразований: зарядового сопряжения (С), пространственной инверсии (Р) (зеркального отражения пространства) и обращения времени (Т). Кроме того, есть самая общая СРТ-теорема об инвариантности относительно трёх совместных преобразований. В работе А.Д. Сахарова 1967 г. была установлена связь между барионной асимметрией Вселенной и СР-нарушением [29]. Были введены три условия возникновения Вселенной: нарушение барионного числа, С- и СР-нарушения и наличие неравновесного термодинамического процесса. Проблема СР-нарушения исключительно важна для нашего понимания мироздания и должна быть детально изучена.

Для электромагнитных и сильных взаимодействий элементарных частиц выполняется инвариантность по отношению к каждой из этих операций (С, Р и Т). Но слабые взаимодействия нарушают закон пространственной инверсии. Нет симметрии правого и левого, наш мир оказался левым, так как слабое взаимодействие элементарных частиц определяется левым W-бозоном. Казалось бы, что восстановление симметрии между правым и левым возможно, если рассматривать мир элементарных частиц в целом — частицы и античастицы. Тогда будет выполняться инвариантность относительно операции совместного преобразования С и Р, т.е. СР. Однако СР-инвариантность нарушается в распадах К-мезонов и В-мезонов. Эффекты нарушения исключительно малы ($\sim 10^{-3}$) и, казалось бы, не оказывают влияния на нашу действительность, на наше существование, но это не так, даже наоборот — оказывают, и очень сильное влияние. Дело в том, что частицы и античастицы аннигилируют при взаимодействии: переходя в γ -кванты и нейтрино, они уничтожают друг друга, так что мир частиц и античастиц не может существовать совместно. Действительно, при возникновении Вселенной произошла аннигиляция частиц и античастиц. Однако она оказалась

неполной — победили частицы, хотя остаток составил всего лишь одну миллиардную часть, это и есть наша необъятная Вселенная. Если бы законы симметрии для частиц и античастиц строго выполнялись, то наша Вселенная сейчас существовала бы в виде γ -квантов и нейтрино. К счастью, это не так. Барионная асимметрия Вселенной (отношение числа барионов, т.е. нейтронов и протонов, к числу фотонов) составляет 6×10^{-10} . Итак, в основе существования Вселенной лежит процесс СР-нарушения — один из критериев А.Д. Сахарова.

Теперь следует пояснить, как СР-нарушение связано с электрическим дипольным моментом нейтрона. Требование выполнения СРТ-теоремы означает, что СР-нарушение должно сопровождаться Т-нарушением, чтобы сохранялась инвариантность относительно СРТ-преобразования. Поэтому СР-нарушение является, по существу, нарушением по отношению к обращению времени. Это означает, что законы взаимодействия элементарных частиц изменяются при обращении времени. Если мы представим, что процесс взаимодействия элементарных частиц был записан на видео, то при обращении времени t на $-t$, условно говоря, при обратном просмотре мы не увидим воспроизведения старых событий. Стрела времени (выделенность направления) существует уже в актах взаимодействия элементарных частиц.

Электрический дипольный момент нейтрона (если он отличен от нуля) является однозначным сигналом Т-нарушения. При обращении времени электрический дипольный момент не изменяется, так как это статическое распределение зарядов, а магнитный момент и спин изменяют направления, так как это динамические характеристики. После такой операции мы имеем частицу, не тождественную самой себе, которая будет взаимодействовать иначе с электромагнитными полями — до обращения времени электрический дипольный и магнитный моменты были параллельны, после обращения стали антипараллельны.

Поскольку существует нарушение СР или Т, электрический дипольный момент, отличный от нуля, должен существовать, и это столь же справедливо, как существование Вселенной. В этом можно видеть единство картины Мира — отражение большого в малом. Здесь мы видим яркий пример того, как с помощью прецизионных измерений можно изучать самые глубинные вопросы мироздания.

2.4. Теоретические предсказания электрического дипольного момента нейтрона

Стандартная модель электрослабого взаимодействия даёт оценки величины ЭДМ нейтрона на уровне, недостаточном современному эксперименту: $10^{-30} - 10^{-33} e \text{ см}$. СР-нарушение (и ЭДМ нейтрона) возникает здесь только во втором порядке малости по константе слабого взаимодействия. Поэтому Стандартная модель имеет определённые трудности и в объяснении барионной асимметрии Вселенной. Таким образом, поиск ЭДМ нейтрона является поиском явлений за рамками Стандартной модели.

Например, в рамках Стандартной модели барионная асимметрия Вселенной тоже должна быть меньше наблюдаемой величины на много порядков. Судя по всему, Стандартная модель требует расширения. Существует множество моделей СР-нарушения. Например, в моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселен-

ной, ЭДМ нейтрона должен быть на уровне $10^{-26} e$ см, т.е. как раз на грани возможностей даже текущих экспериментов.

Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией привели к созданию моделей другого типа для описания CP-несохранения [30, 31]. Такие модели, как суперсимметрия, модели с множественными хиггсовскими частицами и лево-право-симметричные теории включают расширения симметрии Стандартной модели и добавляют новые частицы. Величина ЭДМ в этих моделях возникает в первом порядке по слабому взаимодействию и оказывается на уровне $10^{-26} - 10^{-28} e$ см. Обнаружение ЭДМ нейтрона на таком уровне либо новое ограничение его величины важно для выбора теории, адекватно описывающей явления CP-нарушения.

Электрические дипольные моменты любых элементарных частиц являются чувствительным тестом такой новой физики, и эти исследования в определённом смысле являются альтернативой поиску новых частиц в физике высоких энергий на адронных коллайдерах. По-видимому, недавнее измерение ЭДМ электрона [32] ставит под сомнение минимальные суперсимметричные модели электрослабого бариогенезиса [33]. Дальнейшее развитие и увеличение чувствительности экспериментов по поиску ЭДМ элементарных частиц, и особенно ЭДМ нейтрона, необходимо, чтобы обнаружить и объяснить это "дополнительное" нарушение CP [34].

В качестве иллюстрации на рис. 8 в координатах масс искомым суперчастиц в суперсимметричных теоретических моделях показаны области, уже "закрытые" (для возможности существования суперчастиц) другими экспериментами [33].

По вертикальной оси отложены массы суперсимметричных хиггсона/хиггино, по горизонтальной оси — массовый параметр $M_1 U(1)_Y$ гейджино (бино). Заштрихованная область соответствует значениям масс, которые могли бы объяснить наблюдаемую барионную асимметрию в рамках этих моделей. Тёмная серая область исключена данными, полученными на LEP, серая область исключена существующим пределом для величины ЭДМ электрона. Штриховая линия показывает область, доступную для Большого адронного коллай-

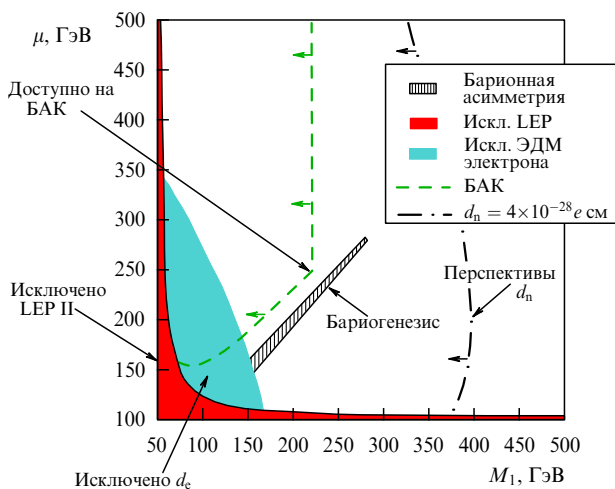


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Чувствительность современных экспериментов и планируемых измерений ЭДМ нейтрона к массовым параметрам суперсимметричных частиц по отношению к бариогенезису [33].

дера (БАК) (ЛНС, Швейцария). Область, доступная для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при увеличении экспериментальной точности на два порядка величины, отмечена штрихпунктирной линией. Проведение таких исследований будет возможно с вводом в строй новых высокоинтенсивных источников УХН.

2.5. Эксперименты по поиску электрического дипольного момента нейтрона с ультрахолодными нейтронами

Интересно, что вопрос об измерении электрического дипольного момента нейтрона обсуждался ещё до открытия нарушения пространственной чётности и тем более до открытия CP-нарушения. Парселл и Рамзей (ставший впоследствии лауреатом Нобелевской премии по физике) обсуждали эксперимент по поиску электрического дипольного момента нейтрона как возможный тест на нарушение пространственной чётности. Эксперимент был выполнен в 1951 г., но результаты его опубликованы только в 1957 г., когда вопрос о нарушении пространственной чётности стал активно обсуждаться. Вскоре стало ясно, что эксперимент имеет более принципиальное значение, поскольку он связан также с поиском эффекта CP-нарушения. Точность первого эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона ($d_n = -(0,1 \pm 2,4) \times 10^{-20} e$ см) была улучшена за прошедшие годы на 6 порядков величины, причём последние два порядка связаны с использованием ультрахолодных нейтронов.

Предложение использовать ультрахолодные нейтроны для эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона было сделано Ф.Л. Шапиро [35]. В ОИЯИ были получены и первые экспериментальные свидетельства существования УХН, а также показана возможность их вывода из реактора. Вскоре под руководством В.М. Лобашева работы с ультрахолодными нейтронами начались и в ПИЯФ на реакторе ВВР-М, здесь были получены первые пучки поляризованных УХН [36] и созданы интенсивные охлаждаемые источники УХН. Была показана принципиальная возможность применения УХН в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона [37].

Первый эксперимент с ультрахолодными нейтронами по поиску электрического дипольного момента нейтрона был реализован в ПИЯФ [37]. Нужно было практически с нуля освоить методику работы с ультрахолодными нейтронами, начиная с их получения, т.е. разработки источников УХН, до создания магнитно-резонансного спектрометра с энергетическим разрешением $\sim 10^{-17}$ эВ (рис. 9).

Получение столь высокого энергетического разрешения как раз обеспечивается удержанием нейтронов в ловушке ~ 100 с ($\Delta E \sim \hbar/\Delta t$). В этом состоит преимущество метода ультрахолодных нейтронов по отношению к пучковому эксперименту, в котором время пролёта через установку составляет всего несколько миллисекунд. Метод магнитного резонанса имеет удивительно высокую точность, он основан на измерении сдвига частоты резонанса при изменении направления электрического поля по отношению к направлению магнитного поля.

ЭДМ нейтрона может быть обнаружен по сдвигу частоты магнитного резонанса. Однако в реальном эксперименте не всё так просто, как в изложенной выше схеме. Первая проблема — это нестабильность магнитного

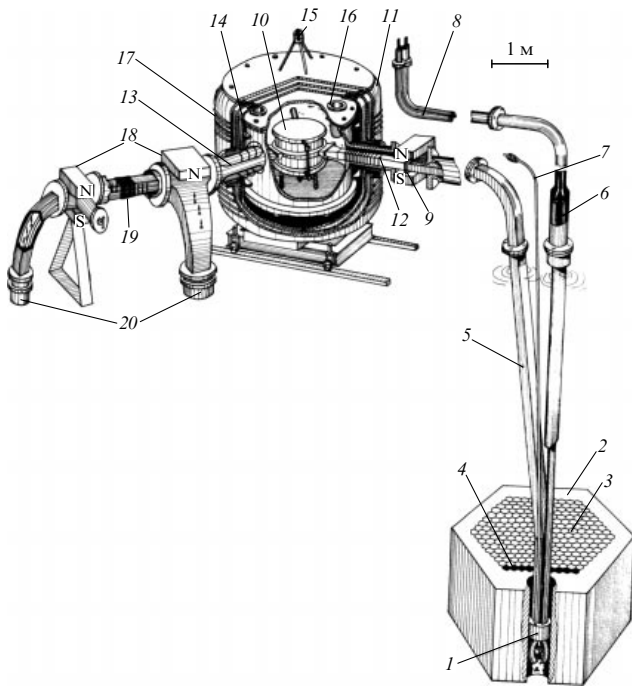


Рис. 9. Схема магнитно-резонансного спектрометра с электрическим полем для поиска ЭДМ нейтрона: 1 — жидководородный источник УХН, 2 — бериллиевый рефлектор, 3 — активная зона реактора, 4 — свинцовый экран, 5 — нейтроновод УХН, 6 — гелиевые криопроводы, 7 — водородные трубопроводы, 8 — вакуумные трубопроводы, 9 — поляризатор, 10 — камеры хранения УХН с высоковольтными электродами, 11 — магнитные экраны, 12 — соленоид с осциллирующим магнитным полем (входной), 13 — катушка с градиентом магнитного поля (выходная), 14 — катушки для однодородного магнитного поля, 15 — магнитометр системы стабилизации внешнего магнитного поля, 16 — магнитометр системы стабилизации магнитного поля внутри магнитных экранов, 17 — катушки для размагничивания магнитных экранов, 18 — анализаторы, 19 — флиппер системы двойного анализа поляризации, 20 — детекторы УХН (рисунок автора).

поля, на фоне шумов которого невозможно выделить искомый сдвиг частоты. Поэтому камера спектрометра должна быть помещена в многослойный магнитный экран, но этого недостаточно, и нужно стабилизировать магнитное поле внутри экрана с помощью прецизионных цезиевых магнитометров на оптической накачке. Достигнутая нестабильность магнитного поля ($\sim 10^{-8}$ Э за 10 мин), во всяком случае, на 5 порядков меньше магнитных шумов в экспериментальном зале реактора. Другая проблема — это создание предельной напряженности электрического поля $10 - 15 \text{ кВ см}^{-1}$. В спектрометр должно подаваться высокое напряжение $\sim 150 \text{ кВ}$, не создавая магнитной нестабильности, поэтому токи утечки по изоляторам должны быть не более нескольких наноампер. Результат, достигнутый в точности измерения электрического дипольного момента ($\sim 10^{-25} \text{ е см}$), даже трудно интерпретировать, так как 10^{-25} см много меньше, чем размер нейтрона $\sim 10^{-13} \text{ см}$. Действительно, если представить себе, что размер нейтрона равен размеру земного шара, то сдвиг между положительным и отрицательным элементарными зарядами будет составлять всего лишь $\sim 10 \text{ мкм}$.

Первые результаты экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона методом УХН были получены в 1980 г. в ПИЯФ (Гатчина, Россия) [38, 39], а затем и в ILL (Гре-

нобль, Франция) [40, 41]. Первое ограничение для ЭДМ нейтрона, полученное в Гатчине с использованием УХН, составило $|d_n| < 1,6 \times 10^{-24} \text{ е см}$ (90 % С.Л.). Уже в 1981 г. гатчинский результат был улучшен: $|d_n| < 6 \times 10^{-25} \text{ е см}$ (90 % С.Л.) [39]. В 1990-х гг. обе группы достигли предела для величины ЭДМ $\sim 1 \times 10^{-25} \text{ е см}$ (90 % С.Л.) [41–44]. На этом этапе измерения в Гатчине были остановлены из-за прекращения эксплуатации источника УХН. В Гренобле коллаборацией RAL/Sussex/ILL измерения были продолжены, и приблизительно через 10 лет предел для величины ЭДМ нейтрона был понижен в 3 раза [45]. В работе [45] было получено лучшее на сегодняшний день ограничение для величины электрического дипольного момента нейтрона $|d_n| < 2,9 \times 10^{-26} \text{ е см}$ (90 % С.Л.). Здесь использовалась одна камера для хранения УХН и ртутный комагнитометр для мониторинга магнитных условий (поляризованные атомы ртути находятся в одном объеме с УХН). К сожалению, ртутный магнитометр не является абсолютным комагнитометром из-за так называемого эффекта геометрической фазы [46], различного для нейтронов и атомов ртути. Это приводит к систематической ошибке при наличии градиента магнитного поля.

В 2008 г. ЭДМ-спектрометр ПИЯФ был установлен на пучке УХН PF2 МАМ реактора ILL (рис. 10). Работа проводится в коллаборации ПИЯФ – ILL – ФТИ. В 2013 г. этой коллаборацией получено ограничение для величины ЭДМ нейтрона $|d_n| < 5,5 \times 10^{-26} \text{ е см}$ на уровне достоверности 90 % [47]. Результат работы [47] несколько уступает результату, достигнутому в работе [45], однако он получен на методически другой экспериментальной установке. Мы используем дифференциальный магнитно-резонансный спектрометр с двумя камерами хранения УХН, с общим постоянным магнитным полем и противоположно направленными электрическими полями в рабочих объемах хранения нейтронов. Такая схема эксперимента обеспечивает принципиально иную возможность контроля систематических ошибок. В ходе проведения измерений на достигнутом уровне точности мы не обнаружили систематических эффектов.

Особенностью нашего спектрометра является наличие двух камер хранения УХН с общей системой магнитных полей и с равными по величине, но противоположно направленными электрическими полями (рис. 11). При изменении полярности электрического поля эффекты от



Рис. 10. (В цвете онлайн.) Общий вид дифференциального спектрометра ПИЯФ в экспериментальном зале ILL.

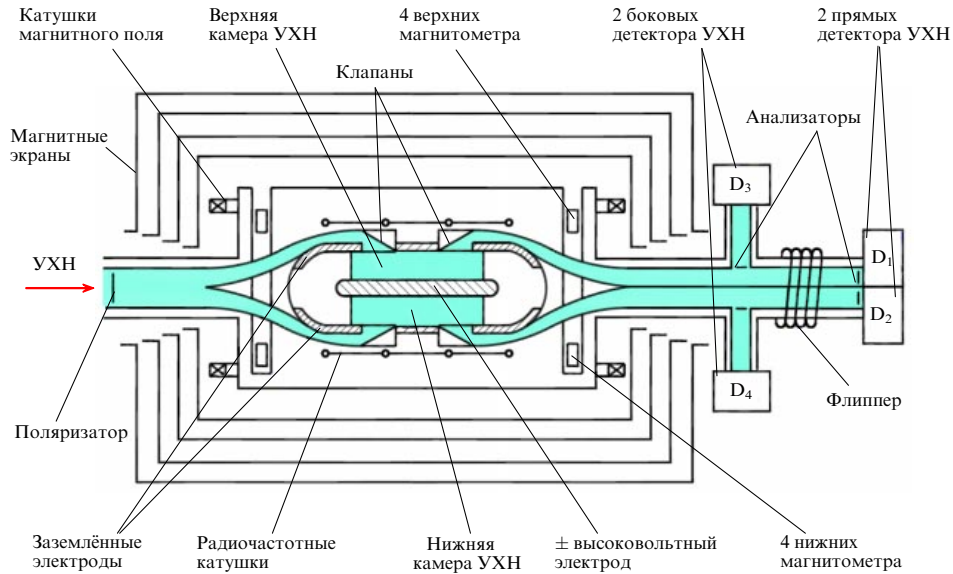


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Схема двухкамерного ЭДМ-спектрометра.

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 счёта, не связанного с ЭДМ, сильно подавляются.

Другой особенностью, увеличивающей чувствительность установки, является система двойного анализа поляризации. На выходе каждой камеры хранения спектрометра имеются два детектора, каждый из которых регистрирует проекцию определённой компоненты поляризации нейтронов на направление ведущего поля. Поскольку направление ведущего поля в выходных нейтронах сохраняется, для регистрации второй компоненты поляризации перед вторыми детекторами располагается спин-флиппер. Это увеличивает суммарное количество нейтронов в процессе измерения и позволяет

компенсировать разброс результатов, связанный с флуктуациями интенсивности источника нейтронов. Анализ данных четырёх детекторов позволяет выявлять систематические эффекты.

Результат, недавно полученный коллаборацией ПИЯФ–ILL–ФТИ, $|d_n| < 5,5 \times 10^{-26} e \text{ см}$, планируется улучшить по точности приблизительно в три раза за счёт более интенсивного пучка УХН PF2 EDM и новой схемы спектрометра. Основная перспектива улучшения точности до уровня $5 \times 10^{-28} e \text{ см}$ связана с источником УХН на реакторе ВВР-М.

Рисунок 12 иллюстрирует хронологию понижения верхнего предела для величины ЭДМ нейтрона в экспериментах, выполненных в Гатчине и Гренобле, а также дальнейшие планы исследований на реакторе ВВР-М в Гатчине.

В настоящее время использование УХН для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона остаётся наиболее

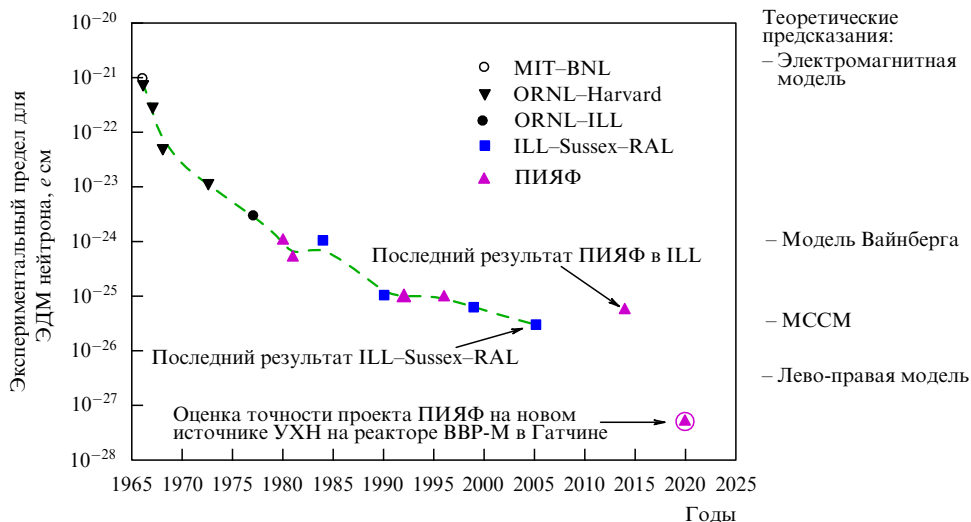


Рис. 12. (В цвете онлайн.) История понижения экспериментального предела для величины ЭДМ нейтрона и перспективы увеличения точности. MSSM — минимальная суперсимметричная Стандартная модель.

перспективным направлением. При значительном увеличении интенсивности источника УХН будет улучшена и чувствительность установки, т.е. перспективы развития эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона связаны с созданием нового поколения источников УХН. Задачи такого эксперимента явились решающим стимулом для развития новой техники производства ультрахолодных нейтронов. Имеющиеся сегодня источники УХН не позволяют надеяться на значительное улучшение достигнутого результата. Сейчас в нескольких зарубежных научных центрах ведётся работа по созданию новых источников ультрахолодных нейтронов: ILL (Франция), LANL (США), PSI (Швейцария), TUM (Германия). Планы построения высокоинтенсивных источников УХН на основе сверхтекучего гелия имеются в ПИЯФ (Гатчина, Россия) на действующем реакторе ВВР-М [20–23], мы обсуждали их в разделе 2.4. Кроме того, использование источников УХН планируется на строящемся реакторе ПИК. Расчётная плотность УХН этих источников на 2–3 порядка выше, чем у существующего источника ILL. Создание таких источников позволит получить точность измерений ЭДМ нейтрона на уровне лучше, чем 10^{-27} е см, как показано на рис. 12.

2.6. Поиск электрического дипольного момента нейтрона при дифракции холодных нейтронов в кристаллах без центра симметрии

В лаборатории В.В. Фёдорова (ПИЯФ) предложен новый метод поиска электрического дипольного момента нейтрона. Основная идея метода состоит в использовании гигантских электрических полей (вплоть до 10^9 В см⁻¹), воздействующих на нейтрон в кристалле без центра симметрии, по всей толщине кристалла, которая может достигать несколько десятков сантиметров. Впервые предложена и реализована возможность выделять с помощью специального кристалла-анализатора с регулируемым межплоскостным расстоянием нейтроны, прошедшие через кристалл в различных по знаку и величине электрических полях. Длина волны и энергия нейтрона, прошедшего через рабочий кристалл и отражённого вторым кристаллом, определяются межплоскостным расстоянием отражателя. Этой величиной можно управлять путём изменения температуры отра-

жающего кристалла. От неё в свою очередь зависят величина и знак электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле. Тем самым реализована возможность управлять знаком и величиной электрического поля, действующего на регистрируемый нейтрон. Схема эксперимента и фотография установки представлены на рис. 13.

На реакторах ВВР-М ПИЯФ НИЦ КИ и ILL [48] был проведён цикл тестовых экспериментов. Получены следующие результаты. Измерена величина электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле кварца, которая составила $E_{\text{exp}} = (0,7 \pm 0,1) \times 10^8$ В см⁻¹ и совпала с рассчитанным значением. Чувствительность к ЭДМ нейтрона в тестовом эксперименте составила $1,6 \times 10^{-23}$ е см в сутки и была ограничена геометрией используемого экспериментального оборудования. Пересчёт данной величины на полномасштабный эксперимент даёт чувствительность $\sim 2 \times 10^{-25}$ е см в сутки, что подтверждает предварительные оценки. Измеренная в тестовом эксперименте величина ЭДМ нейтрона составила $d_n = (4 \pm 6) \times 10^{-24}$ е см. Показано, что данная схема эксперимента обладает высокой избирательной способностью к ЭДМ нейтрона. В ней присутствует возможность исключения ложных эффектов, обусловленных остаточными магнитными полями и швингеровским взаимодействием. Цель данной деятельности — создание полномасштабной установки, основанной на использовании нецентросимметричного кристалла как источника электрического поля, и достижение точности ЭДМ нейтрона 10^{-27} е см. Хотя эстраполировать достигнутую чувствительность на три порядка величины представляется достаточно оптимистическим, кристалл-дифракционный метод поиска ЭДМ нейтрона нужно активно развивать. Очень важным является то, что это принципиально другой метод поиска ЭДМ нейтрона.

Конечно, кроме наших планов по увеличению точности измерений, существуют подходы ещё как минимум четырёх экспериментальных групп, которые разрабатывают новые ЭДМ-спектрометры и новые источники УХН с намерением увеличить плотность УХН в десятки и сотни раз. Поэтому исследования в этом направлении проводятся в конкурентной борьбе, которая определяется важностью научной проблемы.

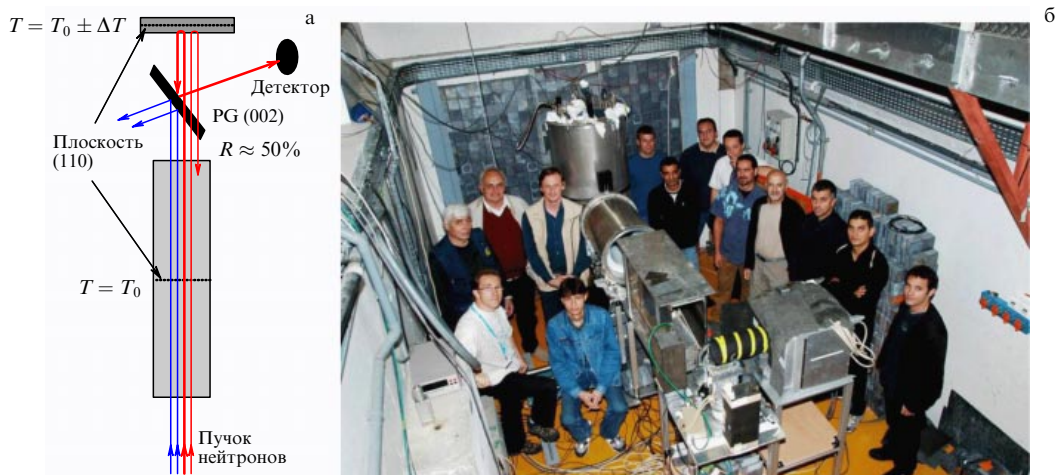


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Принципиальная схема эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона (а) и тестовая установка на реакторе ILL (б).

2.7. Распад нейтрона, Стандартная модель и космология

Как и большинство элементарных частиц, нейтроны состоят из кварков. Различные комбинации кварков обеспечивают многообразие элементарных частиц. Кварки в элементарных частицах находятся в состоянии конфайнмента, они не могут покидать элементарные частицы, но могут смешиваться друг с другом, давая различные варианты распадов элементарных частиц. В Стандартной модели элементарных частиц смешивание кварков описывается матрицей Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, СКМ), которая должна быть унитарной, что свидетельствует о полноте нашего представления о числе поколений кварков и лептонов. Величины индивидуальных матричных элементов определяются из слабых распадов элементарных частиц. В частности, распад нейтрона определяется переходом d -кварка в u -кварк или матричным элементом V_{ud} . Знание точного значения V_{ud} играет большую роль для проверки унитарности СКМ-матрицы, так как элемент V_{ud} является наибольшим. Элемент V_{ud} может быть определён из β -распада ядер и из β -распада нейтрона. Определение V_{ud} из β -распада нейтрона является предпочтительным с точки зрения теоретической простоты описания процесса по сравнению с распадом ядер. Для определения V_{ud} из β -распада нейтрона необходимо измерять с высокой точностью время жизни нейтрона и асимметрию β -распада. Точность теоретических расчётов различного рода радиационных поправок позволяет определять V_{ud} с точностью 0,05 %, поэтому точность измерения времени жизни нейтрона должна быть столь же высока. Ниже показано, что точность 0,1 % измерения времени жизни нейтрона достигнута в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов в ловушках.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона оказываются также исключительно важными для проверки модели формирования Вселенной на её ранней стадии. Спустя приблизительно 100 с после Большого взрыва, при температуре $T > 10^{10}$ К ($E > 1$ МэВ) лептоны, адроны и фотоны находились в состоянии термодинамического равновесия. Скорость реакций, благодаря слабому взаимодействию, определяется теми же величинами, что и скорость распада нейтрона. От скорости слабых реакций зависит температура, при которой нейтрино покидают процесс и фиксируется соотношение нейтронов и протонов на начальной стадии первичного нуклеосинтеза. В дальнейшем процессе распада нейтрона дополнительно изменяет соотношение нейтронов и протонов. В модели Большого взрыва наблюдаемыми величинами являются распространённость дейтерия и ${}^4\text{He}$. Эти величины зависят от отношения числа барионов к числу фотонов в момент нуклеосинтеза и от времени жизни нейтрона τ_n , как пояснялось выше. Барионная асимметрия Вселенной измеряется в космических исследованиях микроволнового реликтового излучения, поэтому все величины оказываются измеримыми и связанными. В частности, в модели первичного нуклеосинтеза изменение времени жизни нейтрона на 1 % приводит к изменению распространённости ${}^4\text{He}$ на 1,5 % (при фиксированном значении барионной асимметрии) или к изменению барионной асимметрии на 17 % (при фиксированном значении распространённости ${}^4\text{He}$). К сожалению, относительная точность измерения распро-

странённости ${}^4\text{He}$ пока недостаточно высока ($\pm 0,6$ %), однако точность измерения барионной асимметрии очень быстро улучшается благодаря космическим исследованиям и составляет сейчас ± 5 %. Таким образом, время жизни нейтрона должно быть измерено с точностью, значительно лучшей, чем 1 %, чтобы оно могло успешно использоваться в модели первичного нуклеосинтеза.

Значительный прогресс в точности измерений произошёл в 1990-х гг. благодаря использованию ультрахолодных нейтронов [49, 50]. Но добиться этого результата удалось не сразу. Точному измерению времени жизни нейтрона предшествовали долгие поиски условий, обеспечивающих длительное хранение УХН в ловушках.

2.8. Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационной ловушки ультрахолодных нейтронов

Наиболее точный (0,1 %) эксперимент с УХН был выполнен в 2004 г. коллаборацией ПИЯФ–ILL–ОИЯИ [51, 52]. В этом эксперименте была достигнута вероятность потерь 1 % от вероятности распада нейтрона, таким образом, удалось наблюдать почти прямой процесс распада нейтрона в ловушке.

Установка была создана совместными усилиями Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константина (ПИЯФ) и Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ). Впервые она была использована на универсальном источнике холодных и ультрахолодных нейтронов реактора ВВР-М в Гатчине. Вначале охлаждение установки до температур 10–15 К осуществлялось от рефрижератора. Впоследствии установка была модифицирована по схеме криостата и стала автономной, что позволило выполнить измерения на высокопоточном реакторе ILL в Гренобле. На рисунке 14 представлена модифицированная схема установки.

Установка представляет собой гравитационную ловушку для УХН, но в то же время она может использоваться и как дифференциальный гравитационный спектрометр. Поэтому отличительной особенностью этой экспериментальной установки является возможность измерять энергетический спектр УХН после хранения в ловушке. Ловушка для хранения УХН / установлена в

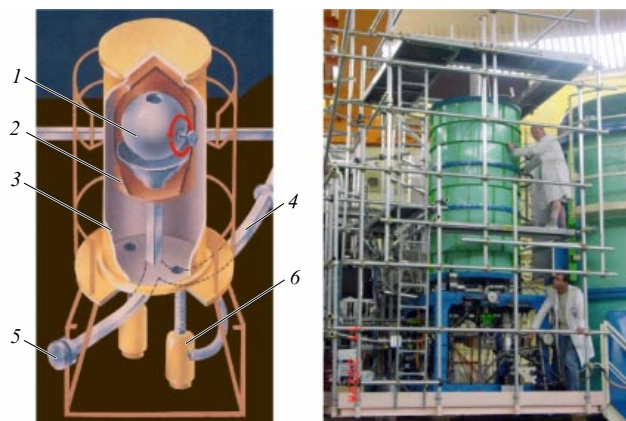


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Гравитационная ловушка: 1 — ловушка для хранения УХН, 2 — криостат, 3 — вакуумный объём, 4 — нейтронвод УХН, 5 — детектор УХН, 6 — сорбционный насос.

вакуумном объёме криостата 2. Ловушка имеет окно и может вращаться вокруг горизонтальной оси так, что УХН оказываются запертыми гравитацией в ловушке, когда её окно находится в своём верхнем положении. Ультрахолодные нейтроны попадают в ловушку через нейтронпровод 4, открытый входной клапан и распределительный клапан. Заполнение ловушки ультрахолодным газом происходит тогда, когда она находится в положении "окном вниз". После заполнения ловушка поворачивается до положения "окном вверх". Положение (высота) окна ловушки относительно её дна определяет максимальную энергию УХН, которые могут удерживаться в ловушке. Различными значениями высоты окна соответствуют различные значения энергии ограничения спектра УХН — такая вращающаяся ловушка является гравитационным спектрометром. Спектральная зависимость времени хранения может быть измерена путём последовательных поворотов ловушки до положения "окном вниз". Ловушка удерживалась в каждом промежуточном положении в течение 100–150 с для регистрации УХН в соответствующем диапазоне энергии. Используя подобную процедуру, можно измерять спектр УХН, захваченных в ловушку.

Время жизни нейтрона измерялось методом размерной экстраполяции. Для этого использовались две ловушки УХН с разными размерами. Первая ловушка — квазисферическая диаметром 80 см. Вторая ловушка — цилиндрическая диаметром 76 см и шириной 14 см. Частота соударений нейтронов со стенками во второй ловушке приблизительно в 2,5 раза больше, чем в первой.

В эксперименте использовался новый тип материала для покрытия стенок ловушки — низкотемпературный фомблин, который может быть нанесён на поверхность испарением в вакууме. Это масло содержит в составе только С, О, F и, как следствие, имеет малое сечение захвата нейтронов. В результате предварительного исследования нескольких типов низкотемпературного фомблина было обнаружено, что квазиупругое и неупругое рассеяние УХН на низкотемпературном фомблине при $T < -120^\circ\text{C}$ значительно меньше, чем в обычном фомблине при комнатной температуре. Квазиупругое рассеяние УХН полностью подавляется при $T < -120^\circ\text{C}$, и ожидаемый коэффициент потерь УХН η из-за неупругого рассеяния равен приблизительно 2×10^{-6} .

Результаты измерений времени хранения УХН для различных интервалов энергии и различных ловушек (широкой и узкой) в зависимости от эффективной частоты столкновений γ представлены на рис. 15.

Экстраполяция всех данных ко времени жизни нейтрона даёт значение $877,60 \pm 0,65$ с при $\chi^2 = 0,95$. После учёта систематической поправки, связанной с вакуумными условиями проведения эксперимента, мы имеем окончательный результат для времени жизни нейтрона $878,5 \pm 0,7_{\text{стат}} \pm 0,3_{\text{сист}}$ с.

Экстраполяция прямых экспериментальных данных (времени хранения УХН в ловушке) к времени жизни нейтрона составляет в этом эксперименте всего лишь 5 с. Однако результат экстраполяции отличается от мирового среднего значения на 7 с, хотя точность экстраполяции составляет 0,8 с. Различие между результатом нового эксперимента и средним значением всех экспериментов составляет 6,5 стандартного отклонения и является серьёзным противоречием. Результаты работы были опубликованы в 2005 г. [51].

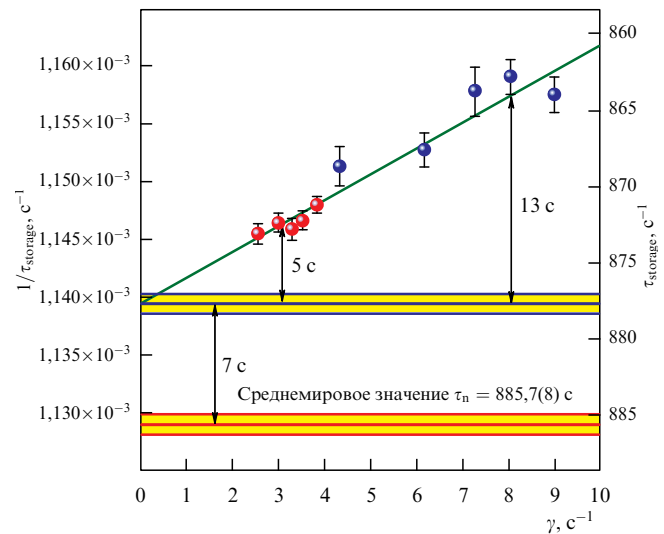


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Результат экстраполяции ко времени жизни нейтрона при использовании объединённой энергетической и размерной экстраполяции. Измерения с квазисферической ловушкой — светлые (красные) кружки, измерения с цилиндрической ловушкой — тёмные (синие) кружки.

Последующее развитие событий происходило следующим образом. Сначала результат ПИЯФ был подтверждён экспериментом с магнитным хранением УХН [53]. В дальнейшем результаты предыдущих экспериментов были поправлены [54, 55]. В итоге среднемировое время жизни нейтрона, принятое в PDG (Particle Data Group) в 2013 г. составило 880,0(9) с. Оно в значительной степени определяется результатом коллаборации ПИЯФ–ILL–ОИЯИ. Рисунок 16 показывает развитие ситуации с распределением экспериментальных данных для времени жизни нейтрона. В итоге результаты экспериментов с УХН по времени жизни нейтрона оказались согласованы. Однако анализ данных с учётом пучковых экспериментов показал расхождение на 3,3 стандартных отклонения [56], а после опубликования работы [57] расхождение увеличилось до 3,9 стандартных отклонения [58]. Вклад данных пучкового эксперимента не влияет существенным образом на мировое среднее значение времени жизни нейтрона. По-видимому, вопрос носит методический характер и будет разрешён в ходе дальнейших экспериментов.

Новый эксперимент с большой гравитационной ловушкой [59] планируется коллаборацией ПИЯФ–ILL–ОИЯИ. На рисунке 17 представлена схема установки, которая находится в стадии монтажа на реакторе ILL (рис. 18). В установке используется принцип гравитационного затвора для удержания УХН в материальной ловушке. Объём хранения УХН в новой ловушке примерно в 4 раза больше, чем в предыдущей установке, помимо этого, в новой установке предлагается использовать вставку, которая поднимается и опускается в ловушку без вскрытия установки. Это позволяет как исключить систематические погрешности, так и существенно увеличить статистическую точность эксперимента. Планируется достичь точности измерений 0,2 с, что в 4 раза лучше существующего уровня точности. Для получения такой точности будут использованы малопоглощающие покрытия на основе фторополимеров

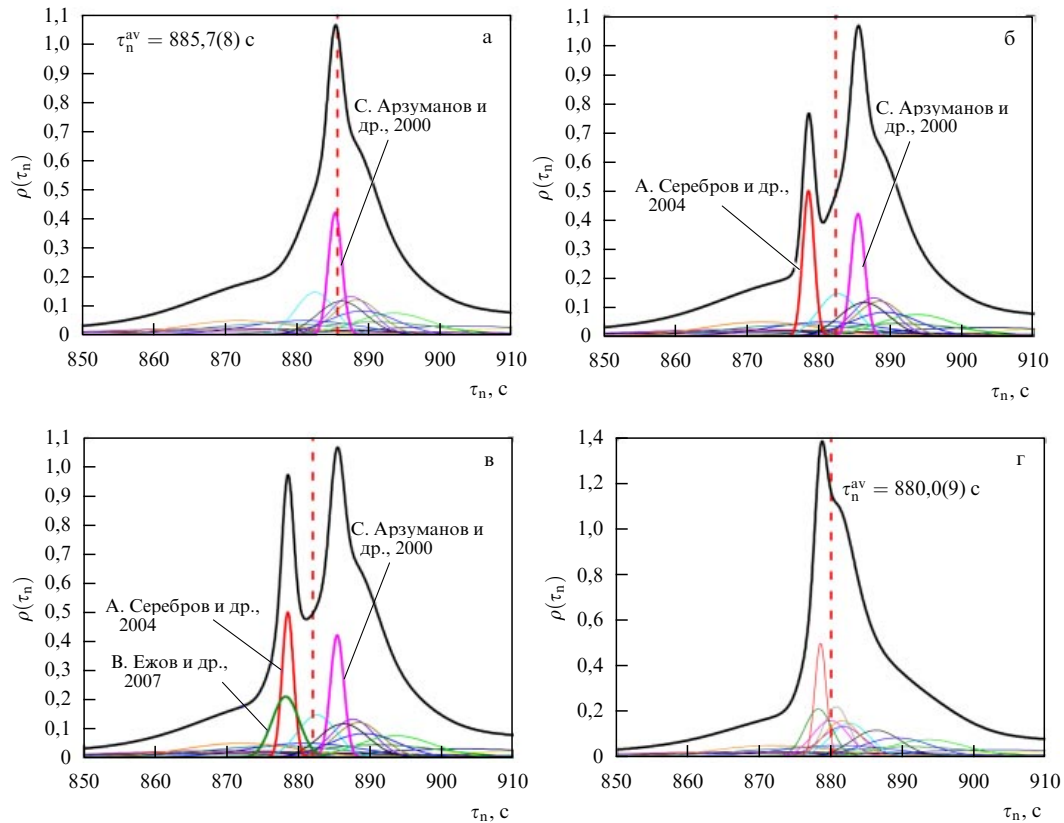


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Распределения результатов измерений времени жизни нейтрона: (а) в 2003 г. (до результата эксперимента ПИЯФ – ILL – ОИЯИ с гравитационной ловушкой УХН), (б) в 2004 г. (после публикации результата ПИЯФ – ILL – ОИЯИ с гравитационной ловушкой УХН), (в) в 2007 г. (после объявления результата с магнитной ловушкой), (г) в 2011 г. (после поправок и дополнений, дающих среднее значение $880,0 \pm 0,9$ с, принятое в PDG).

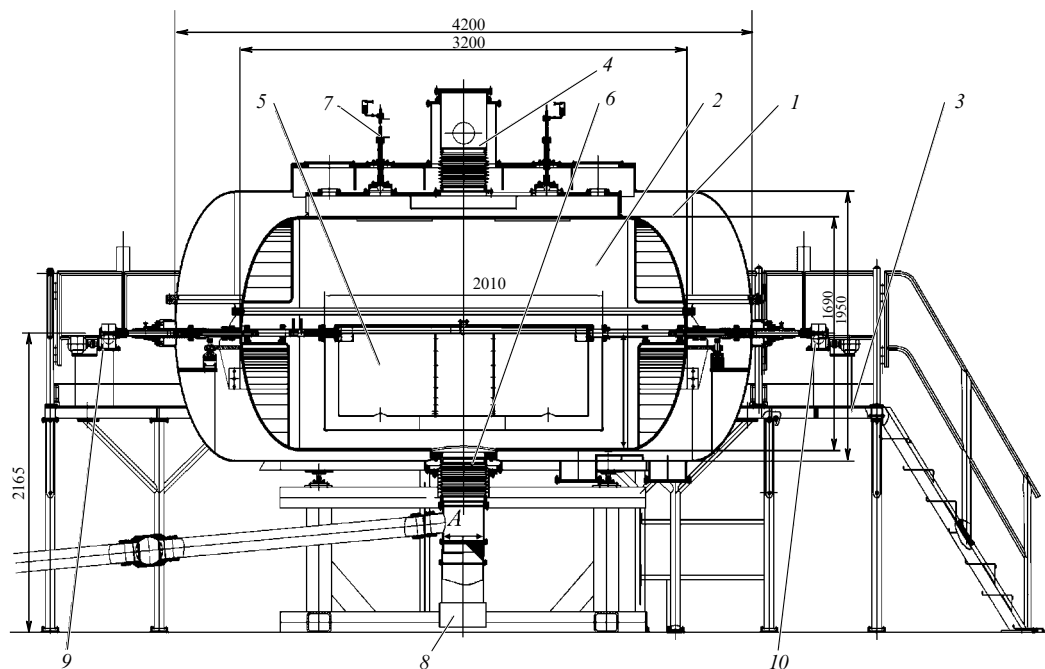


Рис. 17. Схема большой гравитационной ловушки: 1 — наружный вакуумный сосуд, 2 — внутренний вакуумный сосуд, 3 — платформа для обслуживания, 4 — ввод для откачки внутреннего сосуда, 5 — ловушка со вставкой в нижнем положении, 6 — нейтронная проводная система, 7 — система напыления ловушки и вставки, 8 — детектор, 9 — механизм поворота ловушки, 10 — механизм поворота вставки.

при температуре жидкого азота, а в дальнейшем — жидкого гелия с целью уменьшения коэффициента потерь ниже 10^{-6} .

Увеличение точности является важным, чтобы исследовать наметившееся сейчас противоречие между различными методами измерения времени жизни нейтрона



Рис. 18. Завершение монтажа большой гравитационной ловушки.

— пучковым методом и методом хранения УХН. Хотя кажется, что наиболее вероятным объяснением является наличие систематической ошибки в пучковом эксперименте, пока нельзя гарантировать отсутствие систематической ошибки в эксперименте с УХН, поэтому его точность нужно увеличивать. Различие между этими двумя методиками заключается в том, что в пучковом эксперименте измеряется одна мода распада нейтрона с испусканием протона, а при хранении УХН — все возможные каналы, приводящие к исчезновению нейтрона. Наконец, нельзя исключить наличие некой дополнительной неизвестной моды распада нейтрона. Для постановки такого (теоретически необоснованного) вопроса точность пучкового эксперимента должна быть увеличена и необходимо провести независимый пучковый эксперимент. В связи с этим отметим, что наши планы измерения асимметрий распада нейтрона на пучке холодных нейтронов реактора ПИК с использованием сверхпроводящего соленоида [60] можно дополнить измерением времени жизни нейтрона на пучке в сходной методике (см. раздел 2.11).

Наконец, измерение времени хранения УХН в магнитной ловушке является третьим независимым и очень важным методом измерения.

2.9. Измерение времени жизни нейтрона методом хранения ультрахолодных нейтронов в магнитной ловушке

Возможность хранения нейтронов в магнитных ловушках детально обсуждалась ещё на заре их открытия В.В. Владимирским (ИТЭФ НИЦ КИ) [2].

В подобных системах УХН определённой поляризации отражаются магнитным барьером и не испытывают соударений со стенками. Таким образом, в магнитных ловушках возможность аномальных потерь УХН при отражении от стенки исключена принципиально. Однако нужно избежать эффекта деполяризации УХН на уровне, лучшем, чем 10^{-6} , при одном подлёте к магнитной стенке, чтобы успешно конкурировать с обычным хранением УХН, при котором уровень потерь 2×10^{-6} на один удар о стенку достигнут [52]. Задача сводится к созданию магнитостатических систем, в которых магнитное поле возрастает во всех направлениях.

Современная технология позволяет создавать постоянные магниты с индукцией насыщения 1,4 Тл и бо-

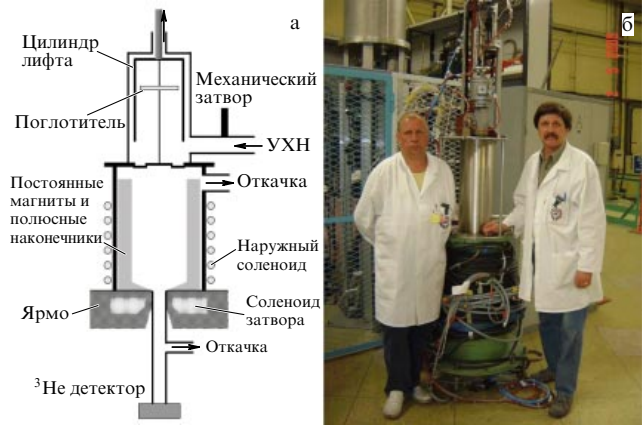


Рис. 19. Схема магнитной ловушки (а) и первый этап подготовки измерений (б).

лее. На основе таких магнитов в ПИЯФ НИЦ КИ в лаборатории В.Ф. Ежова совместно с группой из Мюнхенского технического университета и Института им. Лауэ–Ланжевена (Гренобль) была создана магнитная ловушка с величиной магнитного поля на стенке порядка 1 Тл (рис. 19). В 2004–2005 гг. она была испытана на пучке УХН Института им. Лауэ–Ланжевена. В течение апреля–августа 2005 г. было измерено время удержания нейтронов в этой ловушке. Измеренная величина составила $878,3 \pm 1,9$ с [53]. Данное значение близко к периоду полураспада нейтрона. Никаких потерь, обусловленных деполяризацией нейтронов при их хранении в ловушке, не обнаружено. Увеличение объёма ловушки на порядок позволит достичь точности 0,3 с. Новая ловушка, как и предыдущая, может быть создана целиком на основе российских технологий.

Необходимо отметить, что, хотя возможность хранения нейтронов в магнитной ловушке обсуждается уже более 50 лет, только сейчас реально создана магнитная система, которая может успешно конкурировать с лучшими материальными ловушками. Это также чисто российское достижение. Однако в последние годы данное направление активно развивается в США в Лос-Аламосской национальной лаборатории (LANL), где создана большая магнитная ловушка и ставится задача прецизионного измерения времени жизни нейтрона и сравнения с результатами измерений на пучке холодных нейтронов. Пока результат эксперимента в LANL для времени хранения УХН в ловушке 860 ± 19 с [61].

2.10. Стандартная модель и первичный нуклеосинтез с новым временем жизни нейтрона

Новый результат для времени жизни нейтрона можно использовать для проверки унитарности матрицы смешивания кварков. Время жизни нейтрона связывает матричный элемент V_{ud} с отношением аксиально-векторной и векторной констант слабого взаимодействия (λ), поэтому для определения V_{ud} из нейтронного β -распада необходимо ещё измерение λ из асимметрии β -распада. На рисунке 20 показана зависимость V_{ud} от λ из данных по времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН (наклонная полоса), а также значение λ из данных по измерению асимметрии распада (вертикальная полоса) [62]. Их пересечение определяет область значений V_{ud} (горизонтальная верхняя полоса). На рисунке 20

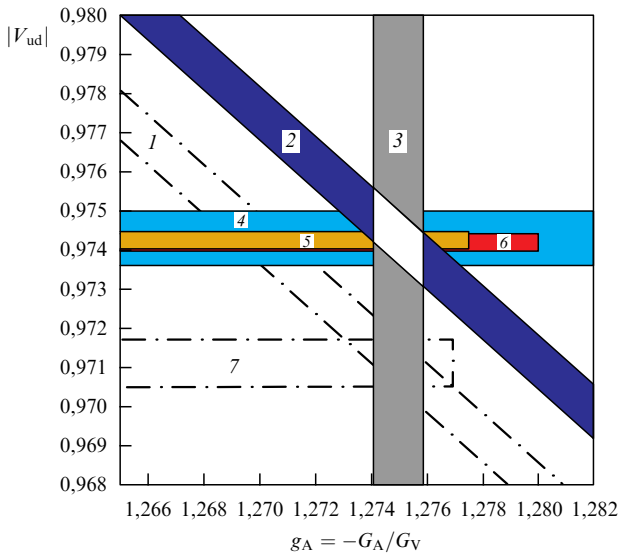


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Зависимость матричного элемента смешивания кварков $|V_{ud}|$ от аксиальной константы связи g_A при разных значениях времени жизни нейтрона. 1 — время жизни нейтрона, PDG 2006; 2 — время жизни нейтрона, работа [51]; 3 — асимметрия β -распада нейтрона, Perkeo 2007; 4 — β -распад нейтрона $880,0 \pm \pm 0,9$ с + Perkeo 2007; 5 — унитарность; 6 — ядерный β -распад; 7 — β -распад нейтрона, PDG 2004 + Perkeo 2007.

использованы также данные Particle Data Group для времени жизни нейтрона (штрихпунктирная наклонная полоса), 2004 г., т.е. до измерений времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой УХН. Результат определения V_{ud} из новых данных нейтронного β -распада (горизонтальная верхняя полоса) находится в разумном согласии с результатом определения V_{ud} из унитарности и V_{us} из распада странных мезонов (вторая

сверху горизонтальная полоса), а также β -распада ядер (третья сверху горизонтальная полоса). Таким образом, три метода определения V_{ud} находятся в согласии и подтверждают Стандартную модель. Конечно, использование в данном анализе времени жизни нейтрона из табличных значений Particle Data Group 2004 г. приводит к очевидным противоречиям.

В данном анализе использованы наиболее точные измерения электронной асимметрии распада нейтрона A , которые пока не подтверждены другими экспериментами. Поэтому требуется проведение новых экспериментов по измерению асимметрии распада нейтрона. В связи с этим можно отметить, что в ПИЯФ разрабатывается установка для измерения асимметрий распада нейтрона, которую планируется использовать на реакторе ПИК [60] (см. раздел 2.11).

Теперь рассмотрим влияние новых данных для времени жизни нейтрона на моделирование процесса первичного нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной (~ 100 с после Большого взрыва, рис. 21). Как отмечалось ранее, время жизни нейтрона связывает наблюдаемую распространённость ${}^4\text{He}$ и наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной. Эта связь показана на рис. 21 как для старого табличного значения времени жизни, так и для нового значения из эксперимента с гравитационной ловушкой УХН [63]. Наблюдаемые значения распространённости ${}^4\text{He}$ и барионной асимметрии Вселенной показаны горизонтальной и вертикальной полосами. Можно видеть, что зависимость с новым временем жизни проходит через точку пересечения наблюдаемых величин, чего нельзя сказать про зависимость с табличным временем жизни нейтрона 2004 г. Однако последние данные по распространённости гелия во Вселенной снова изменили картину этого согласия и указывают на целесообразность введения дополнительного нейтрино [64].

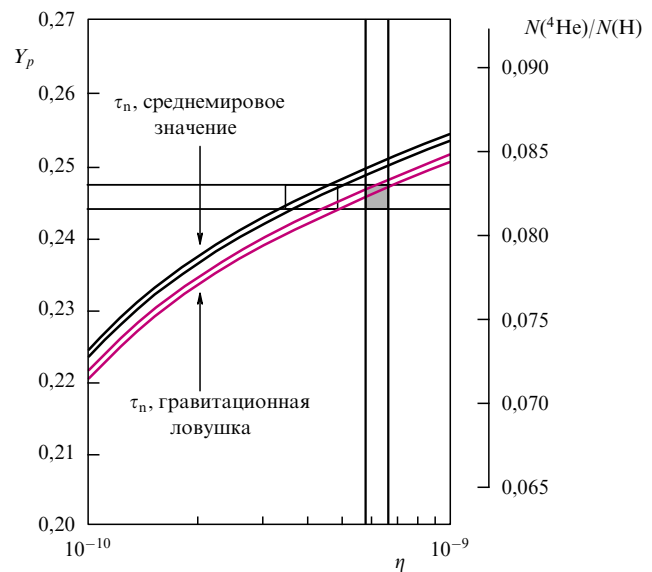
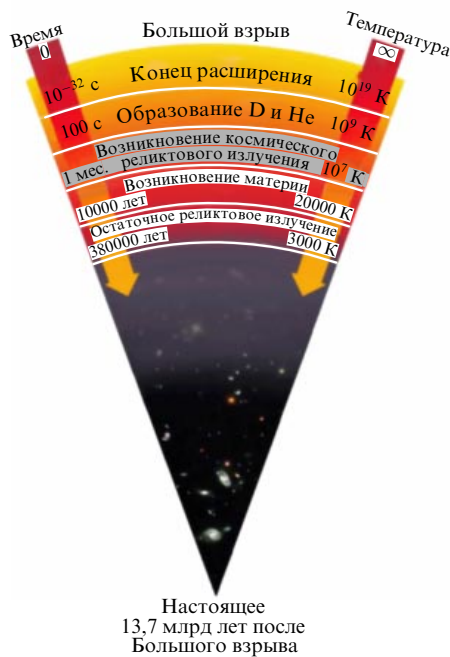


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Распространённость ${}^4\text{He}$ при нуклеосинтезе в процессе Большого взрыва как функция барион-фотонного отношения η для табличного значения 2004 г. для времени жизни нейтрона $885,7 \pm 0,8$ с и времени жизни нейтрона $878,5 \pm 0,8$ с.

2.11. Перспективы продолжения исследований на реакторе ПИК

Хотя в исследованиях на реакторе ВВР-М и ILL были достигнуты важнейшие результаты, актуальность поставленных физических задач в последнее время только возросла. Новые исследования на реакторе ПИК открывают возможности для увеличения точности измерений благодаря увеличению нейтронной интенсивности и к разработке более совершенных установок.

Канал ГЭК-4-4' является основой комплекса экспериментальных установок для исследования фундаментальных взаимодействий на реакторе ПИК. Канал является сквозным, приблизительно в центре канала будет расположен источник холодных нейтронов (рис. 22). Источник УХН на основе сверхтекучего гелия будет расположен на выведенном пучке холодных нейтронов канала ГЭК-4. На пучке УХН планируется эксперимент по поиску электрического дипольного момента нейтрона, а также эксперимент по измерению времени жизни нейтрона с большой гравитационной ловушкой и с магнитной ловушкой. На канале ГЭК-4' будет установлен поляризатор и прерыватель нейтронного пучка. Оба канала будут снабжены неохлаждаемыми висмутовыми фильтрами, входящими в состав шибберных устройств каналов. На пучке холодных поляризованных нейтронов канала ГЭК-4' планируется проведение комплексных исследований распада нейтрона со сверхпроводящим соленоидом. Разрабатываемая установка позволяет проводить измерение асимметрий A (электронной) и B (нейтринной) с относительной точностью $(1-2) \times 10^{-3}$, а также измерение времени жизни нейтрона пучковым методом с протонной ловушкой с точностью 1 с. Проведение независимого эксперимента пучковым методом целесообразно, чтобы разрешить наметившееся сейчас противоречие с методом хранения УХН.

В настоящее время в мире планируется несколько экспериментов по измерению времени жизни нейтрона и исследованию асимметрий распада нейтрона, поэтому программа ПИЯФ для реактора ПИК находится в русле развития данного направления физики.

2.12. Поиск зеркальной тёмной материи в лабораторном эксперименте с ультрахолодными нейтронами

В начале обзора мы обсуждали законы симметрии взаимодействий и их связь с возникновением Вселенной. Из-за нарушения пространственной инвариантности в слабом взаимодействии наш мир оказался левым. Причина такого неравноправия левого и правого неизвестна. Стандартная модель успешно объясняет, как устроено слабое взаимодействие, но не объясняет, почему выбор пал на левый ($V-A$) вариант теории. В принципе, если существует левая асимметрия, то почему не может существовать правая, т.е. её зеркальное отображение. Такие рассуждения приводят к далеко идущим следствиям о возможности существования зеркальных частиц, зеркальной материи и т.д. Они оказываются тем более актуальными в связи с существованием тёмной материи во Вселенной, которая наблюдается по особенностям гравитационных явлений и имеет распространённость, даже в 5 раз большую, чем обычное вещество. Например, имеется гипотеза, что тёмная материя является зеркальной материей, т.е. существуют два мира (левый и правый), вложенные один в другой, но не взаимодействующие никак иначе, а только гравитационным образом. Тогда происходит восстановление глобальной симметрии левого и правого. Все эти рассуждения имеют очень давнюю историю и начинаются практически с того же момента, что и введение несохранения пространственной чётности. Подробно история вопроса изложена в статье Л.Б. Окуня [65].

Достаточно высокая активность в экспериментальной проверке таких гипотез с помощью нейтронных исследований возникла в 2007 г. Пусковым механизмом явилась теоретическая статья 2006 г. [66], где отмечалось, что осцилляции между нейтроном и зеркальным нейтроном (если он существует) закрыты экспериментально всего лишь до уровня одной секунды. В течение 2007 г. было выполнено три независимых эксперимента, посвящённых этому вопросу. Наиболее точный результат был получен нашей коллаборацией ПИЯФ – ILL [67].

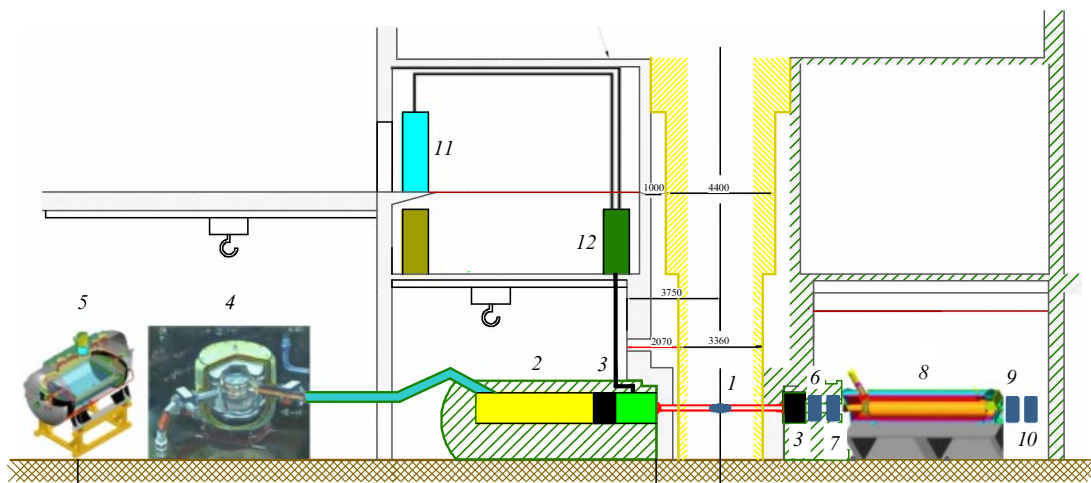


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Вертикальный разрез канала ГЭК-4-4': 1 — источник холодных нейтронов, 2 — источник УХН на основе сверхтекучего гелия, расположен на выведенном пучке холодных нейтронов, 3 — неохлаждаемые висмутовые фильтры, входящие в состав шибберных устройств каналов, 4 — ЭДМ-спектрометр, 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.

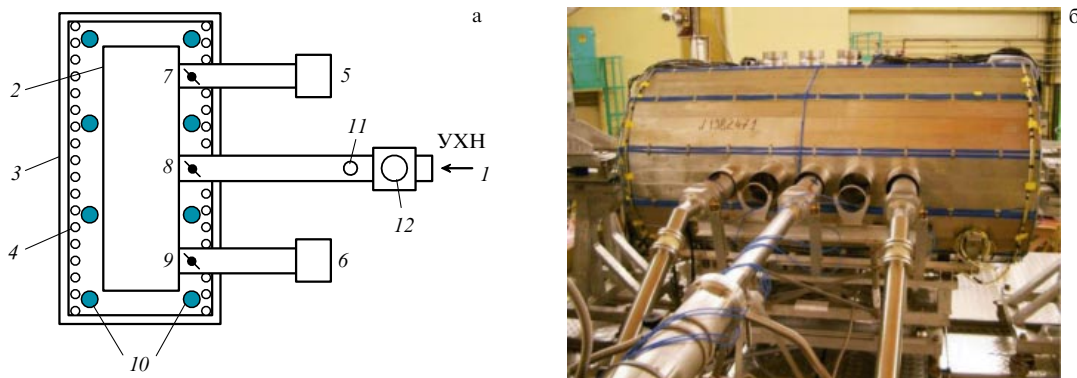


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Схема установки для поиска осцилляций нейтрон – зеркальный нейтрон (а) и её размещение на пучке УХН реактора ILL (б). 1 — входной нейтронный пучок УХН; 2 — камера хранения УХН; 3 — магнитный экран; 4 — соленоид; 5, 6 — детекторы УХН; 7–9 — клапаны; 10 — Cs-магнитометры; 11 — мониторинговый детектор; 12 — входной нейтронный пучок.

Идея эксперимента состоит в следующем. Если нейтрон и его зеркальный партнёр строго вырождены по массе и нет внешних полей, с которыми они взаимодействуют по-разному, то их энергетические состояния одинаковы, и тогда возможны переходы или осцилляции нейтрон – зеркальный нейтрон. Конечно, для этих переходов нужно ввести какое-то суперслабое смешивание. Итак, условиями осцилляций нейтрон – зеркальный нейтрон являются отсутствие внешних полей, существование нового суперслабого взаимодействия и, конечно, существование зеркального нейтрона той же массы.

Ультрахолодный нейтрон хранится в ловушке за счёт отражения от её стенок, но если за время пролёта от одной стенки к другой произойдёт переход в зеркальное состояние, то зеркальный нейтрон пройдёт через стенку ловушки без взаимодействия и покинет ловушку. Для обеспечения условий перехода магнитное поле должно быть равно нулю или быть очень маленьким ($< 2 \times 10^{-4}$ Э), а для подавления переходов нужно включить магнитное поле, приблизительно такое же, как магнитное поле Земли (0,5 Э). Таким образом, время хранения нейтрона в ловушке будет зависеть от магнитного поля, если существуют осцилляции нейтрон – зеркальный нейтрон. Измеряя время хранения с точностью 10^{-5} для случаев "магнитное поле включено – выключено", можно, например, установить предел для времени осцилляций на уровне 500 с. В нашем эксперименте был использован магнитный экран и ловушка для хранения УХН (рис. 23). Измерения проводились в ILL на пучке УХН, подготовленном ПИЯФ для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона. Эффект осцилляций не был обнаружен, предел для времени осцилляций составил 448 с, а соответствующий предел для энергии смешивания — $1,4 \times 10^{-18}$ эВ.

Этот результат частично отвергает гипотезы о существовании зеркальной тёмной материи или взаимодействия, обеспечивающего осцилляции. Но это простейший вариант теории с полностью вырожденными массами частиц. Если природа выбрала более сложный вариант и массы частиц не вырождены, то экспериментальные поиски переходов будут очень сильно затруднены. В принципе, разность масс может быть компенсирована магнитным полем. Но поскольку нет никаких указаний на разность масс, экспериментальная задача превращается в "поиск чёрной кошки в тёмной комнате с

сомнениями, что она в этой комнате". По-видимому, ответ на вопрос о природе тёмной материи следует искать в астрофизических исследованиях.

В заключение этого раздела хотелось бы отметить ещё одну возможность использования УХН в фундаментальных экспериментах. Это поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций. Переход нейтрона в антинейтрон возможен только при нарушении закона сохранения барионного числа. Как уже упоминалось, нарушение барионного числа является одним из условий возникновения Вселенной, сформулированных А.Д. Сахаровым. Изучение этой проблемы не менее принципиально, чем поиск ЭДМ нейтрона. В настоящее время существует предел для времени нейтрон-антинейтронных осцилляций $8,6 \times 10^7$ с, который был установлен в эксперименте с холодными нейтронами в ILL. Использование ультрахолодных нейтронов может дать увеличение чувствительности эксперимента при условии значительного увеличения (в 10^2 – 10^3 раз) плотности ультрахолодных нейтронов. Однако проектная чувствительность нового эксперимента [68] по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций с холодными нейтронами на источнике на основе расщепления ядра ESS представляется максимально возможной.

3. Нейтринные эксперименты на реакторе SM-3

3.1. Создание нейтринной лаборатории для проведения эксперимента по поиску стерильного нейтрино и первые измерения зависимости потока реакторных антинейтрино от расстояния до активной зоны реактора

В настоящее время активно обсуждается возможность существования стерильного нейтрино, имеющего значительно меньшее сечение взаимодействия с веществом, чем, например, электронные антинейтрино от реактора. Предполагается, что благодаря переходу реакторных антинейтрино в стерильное состояние могут наблюдаться эффект осцилляций на малых расстояниях от реактора и дефицит потока реакторных антинейтрино на больших расстояниях [69, 70]. Кроме того, стерильные нейтрино рассматриваются в качестве кандидатов на тёмную материю [71].

Отношение наблюдаемого в экспериментах нейтринного потока к предсказанному потоку оценивается как $0,927 \pm 0,023$ [70]. Отличие от 1 составляет всего лишь 3 стандартных отклонения. Этого ещё не достаточно, чтобы иметь уверенность в существовании реакторной антинейтринной аномалии. Метод сравнения измеренного потока антинейтрино с ожидаемым потоком от реактора является неудовлетворительным из-за проблем точного вычисления потока антинейтрино из реактора и эффективности детектора антинейтрино.

Идея осцилляций может быть проверена прямыми измерениями эффекта вариации потока и спектра антинейтрино на коротких расстояниях от реактора. Детектор должен перемещаться, а также быть спектрально-чувствительным. В нашем эксперименте ставится задача подтвердить или опровергнуть на определённом уровне точности возможность существования стерильного нейтрино. Для поиска осцилляций в стерильное нейтрино необходимо зарегистрировать вариацию потока реакторных антинейтрино. Если такой процесс существует, то он может описываться уравнением осцилляций:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m_{14}^2 [\text{эВ}^2] L [\text{м}]}{E_{\bar{\nu}} [\text{МэВ}]}\right), \quad (1)$$

где $E_{\bar{\nu}}$ — энергия антинейтрино, а неизвестными являются параметры осцилляций Δm_{14}^2 и $\sin^2(2\theta_{14})$. Для осуществления эксперимента необходимо провести измерения потока антинейтрино и спектра на коротких расстояниях, например, 6–12 м, от практически точечного источника антинейтрино.

Нами была изучена возможность постановки новых экспериментов на исследовательских реакторах России. Именно исследовательские реакторы необходимы для этих экспериментов, так как они обладают компактной активной зоной и достаточно малым расстоянием до возможного места размещения нейтринного детектора. К сожалению, в зале пучков исследовательского реактора имеется достаточно большой фон нейтронов и γ -квантов, который весьма затрудняет постановку низкофоновых нейтринных экспериментов. Наилучшие условия для проведения эксперимента по поиску нейтринных осцилляций на коротких расстояниях существуют на реакторе СМ-3 в силу некоторых особенностей его конструкции.



Рис. 24. (В цвете онлайн.) Общий вид пассивной защиты снаружи и изнутри. Диапазон перемещений детектора в нейтринном канале составляет 6–12 м от активной зоны реактора.

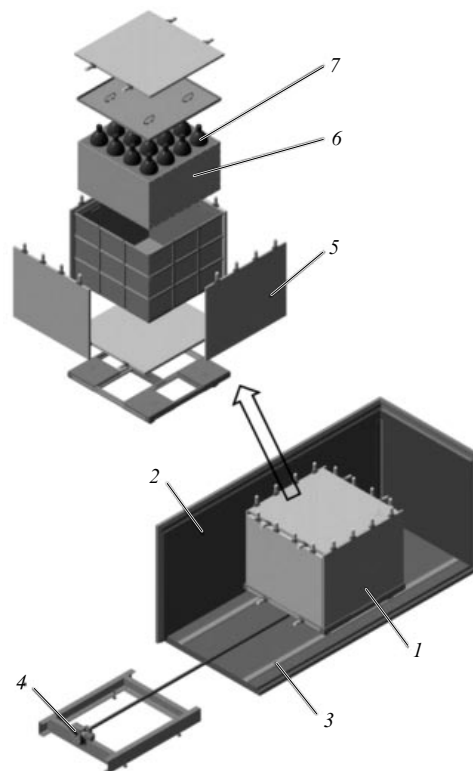


Рис. 25. Схема детектора: 1 — детектор реакторных антинейтрино, 2 — пассивная защита из свинца (6 см) и борированного полиэтилена (16 см), 3 — рельсы, 4 — устройство для перемещения детектора, 5 — пластины активной защиты, 6 — жидкий сцинтиллятор, 7 — ФЭУ.

Первые подготовительные работы с прототипом нейтринного детектора были выполнены на реакторе ВВР-М, и затем на реакторе СМ-3 была создана нейтринная лаборатория, общий вид которой показан на рис. 24 [72–74].

Схема модели детектора "Нейтрино-4" представлена на рис. 25. Объём детектора $0,9 \times 0,9 \times 0,5 \text{ м}^3$ заполнен жидким сцинтиллятором с добавкой гадолиния (Gd). В детекторе используется 16 фотоэлектронных умножителей ФЭУ-49Б, расположенных на верхней поверхности детектора. Детектор сцинтилляционного типа основан на реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Сначала детектор регистрирует позитрон, энергия которого определяется энергией антинейтрино, а также два аннигиляционных γ -кванта с энергией по 511 кэВ. Возникающий в реакции нейтрон поглощается гадолинием с образованием каскада γ -квантов с суммарной энергией около 8 МэВ. В детекторе регистрируется два последовательных сигнала от позитрона и нейтрона — мгновенный и задержанный (коррелированные события). Такой метод позволяет выявить нейтринные события.

Спектр антинейтрино восстанавливается из спектра позитронов, так как в первом приближении связь между энергией позитрона и антинейтрино линейна: $E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + 1,8 \text{ МэВ}$. Материал сцинтиллятора — минеральное масло с добавкой Gd 1 г л^{-1} . Световыход сцинтиллятора ВС-525 составляет 10^4 фотонов на 1 МэВ. Детектор окружён шестью сцинтилляционными пластинами $0,9 \times 0,9 \times 0,03 \text{ м}^3$ с ФЭУ, являющимися активной (антисовпаденческой) защитой от космических мюонов. После проведения пробных экспериментов на реакторе

ВВР-М исследования модели нейтринного детектора были перенесены на реактор СМ-3, где к этому времени было подготовлено помещение нейтринной лаборатории и пассивная защита детектора [74].

Схема записи и обработки сигналов состояла в следующем. В режиме реального времени записывались сигналы от нейтринного детектора и пластин активной защиты. Форма сигналов оцифровывалась с шагом 15 нс. При отборе событий выбирался текущий сигнал нейтринного детектора в заданном энергетическом интервале (по амплитуде), проверялось отсутствие запретов от активной защиты, т.е. отсутствие совпадений сигналов во временном окне 100 нс. Задержанные сигналы также выбиралось в своём заданном энергетическом интервале. Кроме того, вводились запреты на все сигналы детектора в течение 100 мкс после появления сигнала в детекторе выше указанного уровня или после сигнала в активной защите. Такие запреты оказались полезными для подавления событий, связанных с космическим фоном.

Число зарегистрированных нейтринных событий определялось экспериментально как разность коррелированных сигналов при включённом и выключенном реакторе. Из разности этих данных были извлечены зависимости потока реакторных антинейтрино от расстояния до активной зоны реактора, которые представлены на рис. 26.

Из этих пробных измерений с моделью нейтринного детектора можно сделать следующие выводы.

1. Впервые сделана попытка измерения потока реакторных антинейтрино на коротких расстояниях (6–11 м) от активной зоны реактора. Конечно, точность недостаточна для каких-либо заключений в плане постановки задачи о поиске стерильного нейтрино. Данная задача состояла только в исследовании возможности постановки такого эксперимента при уровне космического фона на поверхности Земли и при уровне фона, связанного с работой реактора. В эксперименте использовался прототип детектора малого объёма.

2. Основную проблему данного эксперимента представляет коррелированный фон, связанный с космическим излучением. Космический фон зависит от расстояния от активной зоны реактора из-за структуры распределения бетонных масс здания. Кроме того, космический фон изменяется со временем из-за колебаний атмосферного давления и температуры нижних слоёв атмосферы. Однако для борьбы с этими проблемами могут быть предложены следующие методы. Во-первых, может осуществляться мониторинг интенсивности космических лучей по высокоэнергетической части спектра детектора начиная с 10 МэВ. Во-вторых, измерения зависимости от расстояния следует проводить методом сканирования по расстоянию. Это позволяет значительно усреднить эффект временных вариаций космических лучей.

3. Использование активной защиты позволяет подавить коррелированный фон космического излучения

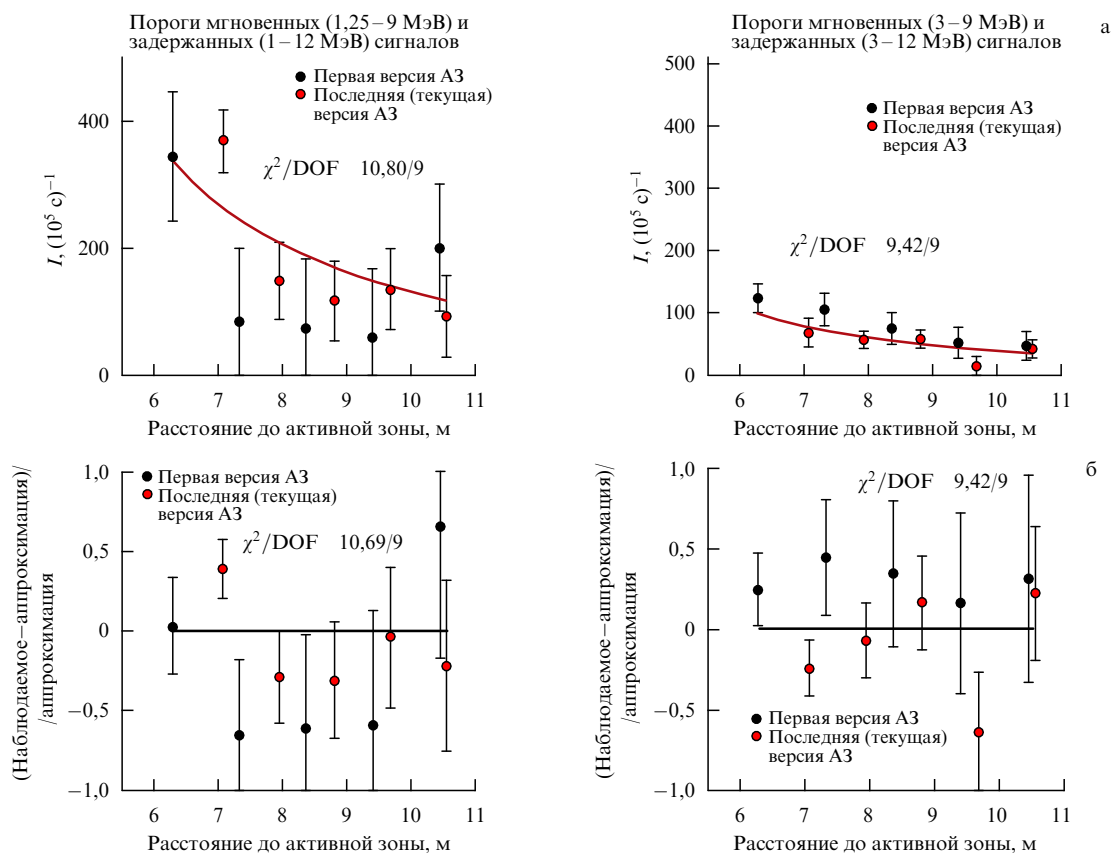


Рис. 26. (В цвете онлайн.) (а) Слева — зависимость разности скорости счёта коррелированных событий (реактор включён — реактор выключен) от расстояния до активной зоны реактора для мгновенных сигналов в энергетическом окне 1,25–9 МэВ и для задержанных сигналов 1–12 МэВ, справа — то же для энергетических интервалов 3–9 МэВ и 3–12 МэВ. (б) Обработка этих же данных на отклонение от закона $1/R^2$.

только на 66 %. По-видимому, это часть космического фона, связанная с мюонами. Она может контролироваться активной защитой. Нейтронная компонента практически не контролируется активной защитой, поэтому требуется использовать метод разделения сигналов от протонов отдачи и позитронов по форме импульса.

Проведённая работа дала достаточно информации для разработки полномасштабного детектора. В настоящий момент проект полномасштабного детектора полным объёмом 3 м³ разработан. Мы предполагаем, что реализация проекта и метода разделения сигналов от протонов отдачи и позитронов по форме импульса приблизит соотношение эффект – фон к единице и значительно увеличит статистическую точность эксперимента. Это позволит перейти к исследованиям, связанным с поиском осцилляций на коротких расстояниях.

4. Заключение

Завершая данный обзор, хотелось бы повторить, что методы прецизионных исследований, методы поиска малых отклонений от Стандартных законов физики позволяют получать информацию о фундаментальных взаимодействиях и успешно конкурировать с исследованиями на коллайдерах. Примеры таких исследований представлены в данной работе. Реализация эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона с точностью 10⁻²⁷ е см и поиск осцилляций реакторных антинейтрино с точностью несколько процентов на расстояниях 6–12 м от активной зоны имеет принципиально важное значение для физики фундаментальных взаимодействий.

В заключение автор хотел бы выразить благодарность многочисленным участникам представленных здесь исследований. Прежде всего надо сказать, что начало исследований было положено В.М. Лобашевым, под руководством которого были пройдены (начиная с 1969 г.) первые, самые трудные и самые интересные этапы исследований с ультрахолодными нейтронами. Автор статьи признателен В.А. Назаренко, оказавшему значительную поддержку этим исследованиям. Данный обзор написан от имени большого коллектива, и хотелось бы отметить хотя бы основных участников исследований: Е.Б. Александров, Ю.В. Борисов, А.В. Васильев, В.Е. Варламов, П. Гельтенборт, С.П. Дмитриев, Н.А. Доватор, А.И. Егоров, Б.Г. Ерозолимский, О.М. Жеребцов, А.А. Захаров, В.Г. Зиновьев, В.Г. Ивочкин, С.Н. Иванов, Э.А. Коломенский, К.А. Коноплев, И.А. Краснощекова, И.А. Кузнецов, М.С. Ласаков, В.П. Мартемьянов, В.А. Митюхляев, П.В. Неустроев, М.С. Онегин, Г.Д. Порсев, А.Л. Петелин, А.Н. Пирожков, Р.М. Самойлов, В.А. Соловей, А.В. Стрелков, Р.Р. Тальдаев, А.К. Фомин, А.Г. Харитонов, О. Циммер, В.Н. Швецов, И.В. Шока.

Мы благодарим сотрудников цеха экспериментального оборудования ПИЯФ во главе с Е.П. Волковым за помощь в подготовке экспериментальной аппаратуры, а также персонал реактора ВВР-М, реактора ИЛЛ и реактора СМ-3 за содействие в монтаже и эксплуатации установок. Представленные исследования проводятся при поддержке администрации трёх институтов: ПИЯФ, ИЛЛ и НИИАР. Это исключительно важно для проведения текущих исследований и реализации намеченных планов.

Разные части проведённых исследований выполнены в ПИЯФ НИЦ "Курчатовский институт" при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-22-03055-офи_м) и Российского научного фонда (проект № 14-22-00105) в полном соответствии с независимыми планами этих проектов.

Список литературы

1. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959); Zel dovich Ya B *Sov. Phys. JETP* **9** 1389 (1959)
2. Владимирский В В *ЖЭТФ* **39** 1062 (1960); Vladimirskii V V *Sov. Phys. JETP* **12** 740 (1961)
3. Лушиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969); Lushchikov V I et al. *JETP Lett.* **9** 23 (1969)
4. Steyerl A *Phys. Lett. B* **29** 33 (1969)
5. Алтарев И С и др. "Исследование влияния охлаждения конвертора на выход УХН и создание охлаждаемого источника УХН", Препринт ЛИЯФ-246 (Л.: ЛИЯФ, 1976)
6. Altarev I S et al. *Phys. Lett. A* **80** 413 (1980)
7. Алтарев И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 269 (1986); Altarev I S et al. *JETP Lett.* **44** 344 (1986)
8. Steyerl A et al. *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
9. Serebrov A P et al. *Письма в ЖЭТФ* **59** 728 (1994); Serebrov A P et al. *JETP Lett.* **59** 757 (1994)
10. Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **62** 764 (1995); Serebrov A P et al. *JETP Lett.* **62** 785 (1995)
11. Serebrov A P et al. *Письма в ЖЭТФ* **74** 335 (2001); *JETP Lett.* **74** 302 (2001)
12. Серебров А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **66** 765 (1997); Serebrov A P et al. *JETP Lett.* **66** 802 (1997)
13. Saunders A et al. *Phys. Lett. B* **593** 55 (2004)
14. Fomin A et al., PSI Report ТМ-14-01-01 (Villigen, Switzerland: Paul Scherrer Institut., 2000)
15. Ахизер А И, Померанчук И Я *ЖЭТФ* **16** 391 (1946)
16. Golub R, Pendlebury J M *Phys. Lett. A* **62** 337 (1977)
17. Golub R et al. *Z. Phys. B* **51** 187 (1983)
18. Baker C A et al. *Phys. Lett. A* **308** 67 (2003)
19. Yoshiki H et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1323 (1992)
20. Serebrov A P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **611** 276 (2009)
21. Серебров А П и др. *ФТТ* **52** 969 (2010); Serebrov A P et al. *Phys. Solid State* **52** 1034 (2010)
22. Serebrov A P *Crystallogr. Rep.* **56** 1230 (2011)
23. Serebrov A P et al. *Phys. Procedia* **17** 251 (2011)
24. Серебров А П и др. *Письма в ЖТФ* **40** (1) 24 (2014); Serebrov A P et al. *Tech. Phys. Lett.* **40** 10 (2014)
25. Серебров А П и др. *Кристаллография* **61** (1) 145 (2016)
26. Серебров А П, Фомин А К *ЖТФ* **85** (8) 136 (2015); Serebrov A P, Fomin A K *Tech. Phys.* **60** 1238 (2015)
27. Серебров А П и др. *Письма в ЖТФ* **41** (20) 96 (2015); Serebrov A P et al. *Tech. Phys. Lett.* **41** (10) (2015)
28. Lychagin E V et al. *Adv. High Energy Phys.* **2015** 547620 (2015)
29. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967); Сахаров А Д *УФН* **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
30. Barr S M *Int. J. Mod. Phys. A* **8** 209 (1993)
31. Бигги И, Уральцев Н Г *ЖЭТФ* **100** 363 (1991); Bigi I, Ural'tsev N G *Sov. Phys. JETP* **73** 198 (1991)
32. Baron J et al. *Science* **343** 269 (2014)
33. Ramsey-Musolf M J, in *Proc. of the Workshop. on Fundamental Physics at the Intensity Frontier, Rockville, MD, 2011*; <https://twindico.hep.anl.gov/indico/getFile.py/access?contribId=28&sessionId=5&resId=0&materialId=slides&confId=648>
34. Pospelov M, Ritz A *Ann. Physics* **318** 119 (2005)
35. Шапиро Ф Л *УФН* **95** 145 (1968); Shapiro F L *Sov. Phys. Usp.* **11** 345 (1968)
36. Егоров А И и др. *ЯФ* **19** 300 (1974); Egorov A I et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **19** 147 (1974)
37. Егоров А И и др. *ЯФ* **21** 292 (1975)
38. Altarev I S et al. *Nucl. Phys. A* **341** 269 (1980)
39. Altarev I S et al. *Phys. Lett. B* **102** 13 (1981)
40. Pendlebury J M et al. *Phys. Lett. B* **136** 327 (1984)

41. Smith K F et al. *Phys. Lett. B* **234** 191 (1990)
42. Altarev I S et al. *Phys. Lett. B* **276** 242 (1992)
43. Алгарев И С и др. *ЯФ* **59** 1204 (1996); Altarev I S et al. *Phys. Atom. Nucl.* **59** 1152 (1996)
44. Harris P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 904 (1999)
45. Baker C A et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 131801 (2006)
46. Pendlebury J M et al. *Phys. Rev. A* **70** 032102 (2004)
47. Serebrov A P et al. *Письма в ЖЭТФ* **99** 7 (2014); *JETP Lett.* **99** 4 (2014)
48. Fedorov V V et al. *Phys. Lett. B* **694** 22 (2010)
49. Серебров А П *УФН* **175** 905 (2005); Serebrov A P *Phys. Usp.* **48** 867 (2005)
50. Serebrov A P *Phys. Lett. B* **650** 321 (2007)
51. Serebrov A et al. *Phys. Lett. B* **605** 72 (2005)
52. Serebrov A P et al. *Phys. Rev. C* **78** 035505 (2008)
53. Ezhov V, in *Proc. of the Ultra Cold & Cold Neutrons. Physics & Sources, 8th Intern. Workshop, St. Petersburg, Russia, 11–21 June 2011*; <http://cns.pnpi.spb.ru/ucn/articles/Ezhov1.pdf>; arXiv:1412.7434
54. Steyerl A et al. *Phys. Rev. C* **85** 065503 (2012)
55. Арзуманов С С и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 248 (2012); Arzumyanov S S et al. *JETP Lett.* **95** 224 (2012)
56. Serebrov A P, Fomin A K *Phys. Procedia* **17** 199 (2011)
57. Yue A T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 222501 (2013)
58. Wietfeldt F E, arXiv:1411.3687
59. Серебров А П и др. *ЖТФ* **83** (11) 136 (2013); Serebrov A P et al. *Tech. Phys.* **58** 1681 (2013)
60. Serebrov A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **545** 344 (2005)
61. Salvat D J et al. *Phys. Rev. C* **89** 052501(R) (2014)
62. Abele H *Prog. Part. Nucl. Phys.* **60** 1 (2008)
63. Mathews G J, Kajino T, Shima T *Phys. Rev. D* **71** 021302(R) (2005)
64. Izotov Y I, Thuan T X, Guseva N G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **445** 778 (2014)
65. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007); Okun L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007)
66. Bereziani Z, Bento L *Phys. Rev. Lett.* **96** 081801 (2006)
67. Serebrov A P et al. *Phys. Lett. B* **663** 181 (2008)
68. Phillips D G (II) et al., arXiv:1410.1100
69. Mention G et al. *Phys. Rev. D* **83** 073006 (2011)
70. Mueller Th A et al. *Phys. Rev. C* **83** 054615 (2011)
71. Горбунов Д С *УФН* **184** 545 (2014); Gorbunov D S *Phys. Usp.* **57** 503 (2014)
72. Серебров А П и др. *Письма в ЖТФ* **39** (14) 25 (2013); Serebrov A P et al. *Tech. Phys. Lett.* **39** 636 (2013)
73. Серебров А П и др. *Письма в ЖТФ* **40** (11) 8 (2014); Serebrov A P et al. *Tech. Phys. Lett.* **40** 456 (2014)
74. Серебров А П и др. *ЖЭТФ* **148** 665 (2015); Serebrov A P et al. *JETP* **121** (4) (2015); arXiv:1501.04740

Fundamental interactions involving neutrons and neutrinos: reactor-based studies led by the Petersburg Nuclear Physics Institute (National Research Center "Kurchatov Institute") [PNPI (NRC KI)]

A.P. Serebrov

National Research Centre "Kurchatov Institute", B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute,
Orlova roshcha, 188300 Gatchina, Leningrad region, Russian Federation
Tel. +7 (81371) 460 01
E-mail: serebrov@pnpi.spb.ru

Neutrons of very low energy ($\sim 10^{-7}$ eV), commonly known as ultracold, are unique in that they can be stored in material and magnetic traps, thus enhancing methodical opportunities for conducting precision experiments and probing the fundamentals of physics. One of the central problems of physics, of direct relevance to the formation of the Universe, is the violation of time invariance. Experiments searching for the nonzero neutron electric dipole moment serve as a time invariance test, and the use of ultracold neutrons provides very high measurement precision. Precision neutron lifetime measurements using ultracold neutrons are extremely important for checking ideas on the early formation of the Universe. This paper discusses problems that arise in studies using ultracold neutrons. Also discussed are the currently highly topical problem of sterile neutrinos and the search for reactor antineutrino oscillations at distances of 6–12 meters from the active zone. The field reviewed is being investigated at multiple facilities globally. The present paper mainly concentrates on the PNPI-led studies on WWR-M PNPI (Gatchina), ILL (Grenoble), and SM-3 (Dimitrovgrad) reactors and also covers the results of the preparatory work at PNPI for the construction of the PIK reactor.

Keywords: ultracold neutrons, neutron electric dipole moment, neutron lifetime, sterile neutrino

PACS numbers: 11.30.Er, **12.60.–i**, 14.20.Dh, 14.60.St

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201511c.1179

Bibliography — 74 references

Received 3 March 2015, revised 27 July 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (11) 1179–1201 (2015)

Physics–Uspekhi **58** (11) (2015)