

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С УЛЬТРАХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ. РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.П. Серебров



Серебров Анатолий Павлович – заведующий Отделом нейтронной физики Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ

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 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, $\sim 10^{-7}$ эВ. Именно этому направлению физики посвящено данное сообщение.

2. Нейтроны можно хранить в бутылках и транспортировать по трубам

Заголовок этого параграфа, по-видимому, воспринимается как шутка или не очень серьезное заявление, но на самом деле все именно так, и об этом будет рассказано ниже.

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: $\sim 500\div 1000$ 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 году.

Когерентное рассеяние нейтронов низких энергий на ядрах вещества приводит к тому, что внутри вещества возникает эффективный потенциал на уровне $(1\div 2)\cdot 10^{-7}$ 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 счет 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 $1\cdot 10^{-7}$ эВ. Возможность удержания ультрахолодных нейтронов в магнитных ловушках была отмечена В.В. Владимирским в 1960 году. Ультрахолодные нейтроны действительно можно транспортировать по трубам (нейтроноводам), т. к. коэффициент отражения УХН весьма высок – выше, чем $99,9\%$. Поэтому УХН может совершить несколько тысяч соударений, прежде чем быть потерянным (поглощенным или неупруго рассеянным) на стенках ловушки. При длине пробега между стенками ~ 10 см общая длина пути ультрахолодного нейтрона может составлять несколько сотен 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 нельзя сказать то же самое об остальных нейтронах нейтронного спектра.

3. История открытия ультрахолодных нейтронов и разработка источников ультрахолодных нейтронов

Первый эксперимент по выводу ультрахолодных нейтронов из реактора был осуществлен в 1968 г. в ОИЯИ (Дубна) Ф.Л. Шапиро с сотрудниками. Ставилась цель использовать ультрахолодные нейтроны для поиска электрического дипольного момента 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 – исследование рассеяния нейтронов низких энергий (А. Штейрл, Мюнхен, 1969 г.).

В течение 70–80-х годов экспериментальные методы использования ультрахолодных нейтронов интенсивно развивались. В этот процесс были вовлечены многие институты нашей страны и за рубежом. Экспериментально полученная плотность ультрахолодного нейтронного газа была увеличена на 8 порядков величины и достигла $10 \div 40 \text{ н/см}^3$. 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. Вплоть до 1986 г. лидирующее положение принадлежало ПИЯФ, где были разработаны источники УХН с низкотемпературными замедлителями из бериллия, жидкого водорода и дейтерия. В 1986 году жидкодейтериевый источник УХН был установлен на высокопоточном реакторе ILL (Institute Laue–Langevin, Гренобль, Франция). Ультрахолодные нейтроны были получены от источника холодных нейтронов с помощью преобразования нейтронов со скоростью 50 м/с до скорости 5 м/с на турбине, где за счет отражения нейтрона от убегающей лопатки происходит процесс дополнительного «охлаждения» нейтронов. В том же году у нас в ПИЯФ на реакторе средней мощности был установлен жидководородный источник в центре активной зоны реактора [1]. На рис. 1 показана схема источника в Гатчине, который, кроме УХН, позволял получать наиболее интенсивный пучок поляризованных холодных нейтронов.

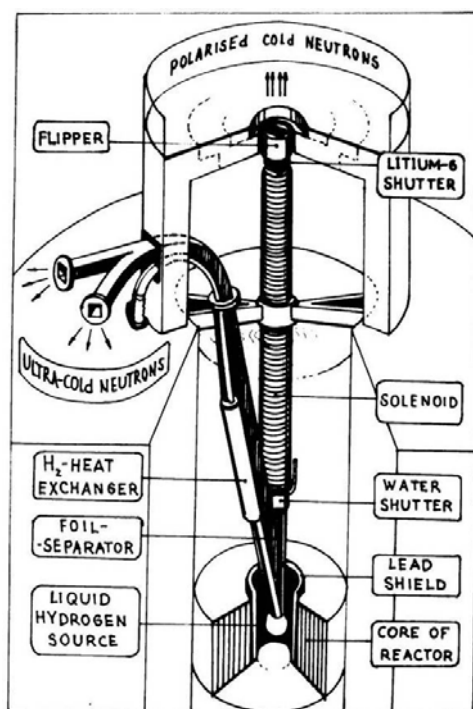


Рис. 1. Универсальный источник поляризованных ультрахолодных и холодных нейтронов на реакторе ВВР-М

При создании этого источника пришлось решить очень сложную инженерно-техническую задачу. Нужно было снять тепловыделение 2 кВт с 1 л жидкого водорода при температуре 18–20 К. Для уровня температур 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, в одном плече которой находится теплообменник, охлаждаемый от криорефрижератора мощностью 3 кВт. Циркуляция водорода в петле возникает за счет естественной конвекции и благодаря асимметрии в расположении теплообменника. Скорость потока водорода в трубе диаметром 30 мм достигает приблизительно 1 м/с при тепловой нагрузке 2 кВт. Такая система не требует использования циркуляционных насосов для жидкого водорода и является достаточно эффективной. На реакторе ILL в Гренобле снимается тепловыделение 5 кВт с объема жидкого дейтерия 25 л, расположенного в тяжеловодном отражателе реактора. Полное тепловыделение в 2,5 раза выше, чем на реакторе ВВР-М, но уровень удельного тепловыделения в 10 раз ниже. В обоих случаях были решены задачи на пределе технических возможностей.

На рис. 2 показана диаграмма роста плотности УХН за прошедшие 40 лет. К сожалению, в течение последних 20 лет нет прогресса в увеличении плотности УХН. 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.

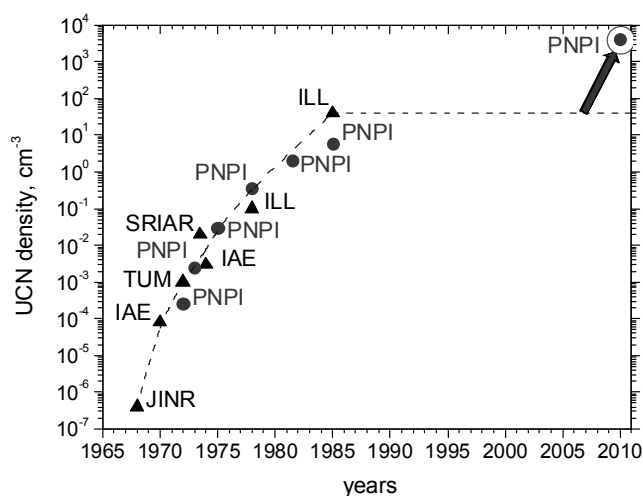


Рис. 2. Прогресс в развитии источников УХН. Последняя точка этой диаграммы относится к проектным параметрам нового источника на реакторе ВВР-М ПИЯФ на основе сверхтекучего гелия (см. параграф 12)

В завершающем параграфе мы будем рассматривать альтернативные методы и проект нового источника УХН в Гатчине на основе сверхтекучего гелия при

температуре 1,2 К, а в следующих параграфах будет рассказано, ради решения каких проблем физики элементарных частиц затрачиваются такие усилия для получения УХН.

4. Три критерия А.Д. Сахарова о возникновении 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 трех дискретных преобразований: зарядового сопряжения (С), пространственной инверсии (Р) (зеркального отражения пространства) и обратимости времени (Т). Кроме того, есть самая общая СРТ теорема об инвариантности относительно трех совместных преобразований. В работе А.Д. Сахарова 1967 года была установлена связь между барионной асимметрией Вселенной и СР-нарушением. 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, т. к. 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, и 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 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 $6 \cdot 10^{-10}$. 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 CP-нарушение должно сопровождаться T-нарушением, чтобы сохранить инвариантность относительно CPT-преобразования. Поэтому CP-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 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 T-нарушения. При обращении времени электрический дипольный момент не изменяется, т.к. это статическое распределение зарядов, а магнитный момент и спин изменяют направления, т.к. 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.

Так как существует нарушение CP или T, то 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.

5. Поиск электрического дипольного момента нейтрона

Интересно, что вопрос об измерении электрического дипольного момента нейтрона обсуждался еще до открытия нарушения пространственной четности 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 четности. Эксперимент был выполнен в 1951 г., но опубликован только в 1957 г., когда вопрос о нарушении пространственной четности стал активно обсуждаться. Вскоре стало ясно, что эксперимент имеет более принципиальное значение, т.к. он связан также с поиском эффекта CP-нарушения. Точность первого ЭДМ эксперимента ($d_n = -(0,1 \pm 2,4) \cdot 10^{-20}$ е·см) была улучшена за прошедшие годы на 6 порядков величины, причем последние 100 раз увеличения точности связаны с использованием ультрахолодных нейтронов.

Первый эксперимент с ультрахолодными нейтронами по поиску электрического дипольного момента нейтрона был реализован под руководством В.М. Лобашева в ПИЯФ. На подготовку и реализацию эксперимента ушло приблизительно 25 лет. Было нужно практически с нуля освоить методику работы с ультрахолодными нейтронами, начиная от их получения, т.е. создания источников УХН, до создания магнитно-резонансного спектрометра с энергетическим разрешением $\sim 10^{-17}$ эВ (см. рис. 3).

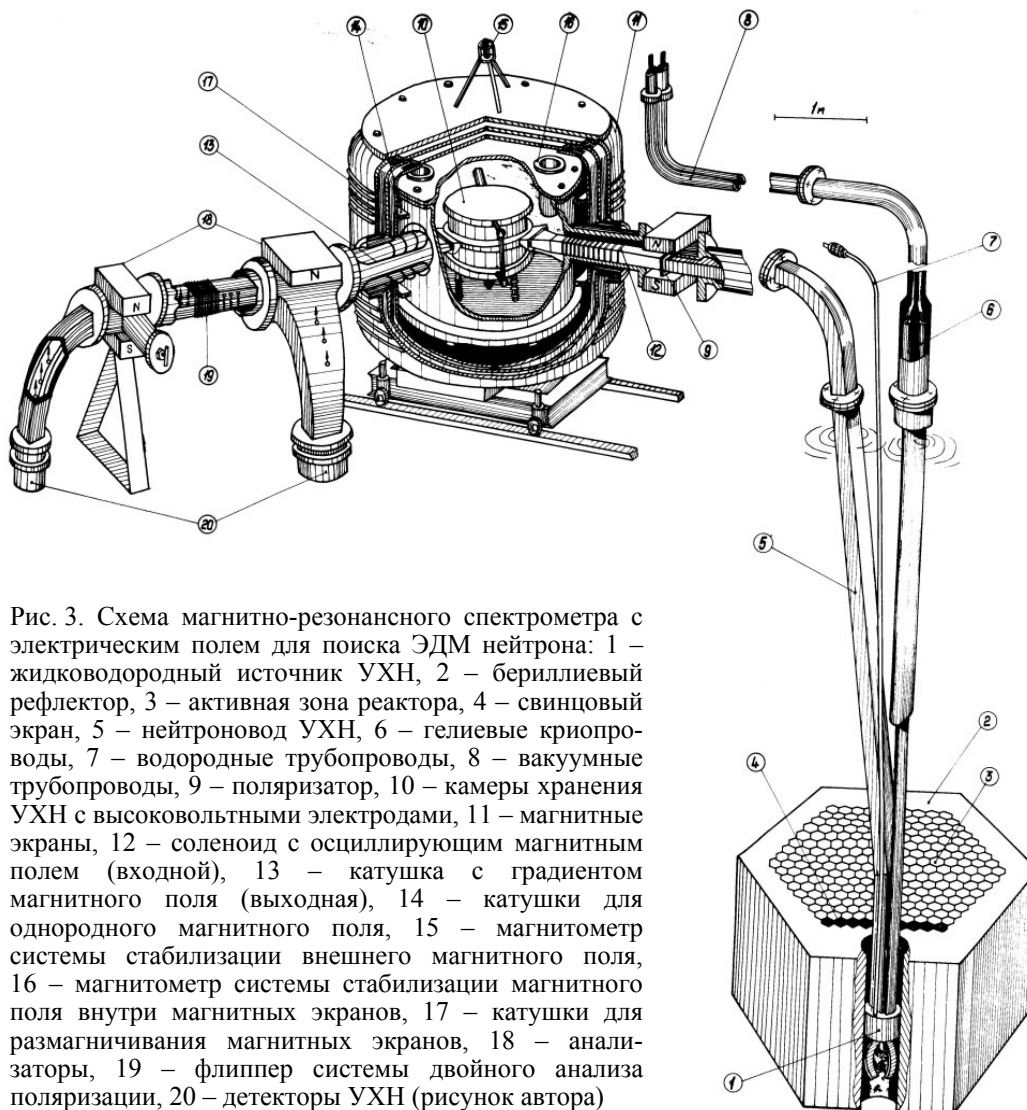


Рис. 3. Схема магнитно-резонансного спектрометра с электрическим полем для поиска ЭДМ нейтрона: 1 – жидководородный источник УХН, 2 – бериллиевый рефлектор, 3 – активная зона реактора, 4 – свинцовый экран, 5 – нейтронотвод УХН, 6 – гелиевые криопроводы, 7 – водородные трубопроводы, 8 – вакуумные трубопроводы, 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 однородного 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)

Получение столь высокого энергетического разрешения как раз обеспечивается удержанием нейтронов в ловушке ~ 100 с ($\Delta E \sim \hbar / \Delta t$). В этом есть преимущество метода ультрахолодных нейтронов по отношению к пучковому эксперименту, где время пролета 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 магнитному.

По сдвигу частоты магнитного резонанса ЭДМ нейтрона может быть обнаружен. Однако не все так просто в реальном эксперименте, как в изложенной

выше схеме. Первая проблема – это нестабильность магнитного 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 ($\sim 10^{-8}$ Эрстед / 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 кВ/см. В спектрометр должно подаваться высокое напряжение, ~ 150 кВ, не создавая магнитной нестабильности, поэтому токи утечки по изоляторам должны быть не более нескольких наноампер. Результат, достигнутый в точности измерения электрического дипольного момента ($\sim 10^{-25}$ е·см), даже трудно интерпретировать, т. к. 10^{-25} см много меньше, чем размер нейтрона $\sim 10^{-13}$ см. Действительно, если представить себе, что размер нейтрона равен размеру земного шара, то сдвиг между положительным и отрицательным элементарным зарядом будет составлять всего лишь ~ 10 мкм.

В 1995 г. в исследованиях, выполненных В.М. Лобашевым с сотрудниками, был установлен новый предел на электрический дипольный момент нейтрона $d_n < 10^{-25}$ е·см (90% С.Л.) [2]. Это позволило закрыть ряд теоретических моделей CP-нарушения. Электрический дипольный момент нейтрона не был открыт, и исследования должны быть продолжены.

В течение 2000–2005 годов нами был разработан новый спектрометр для поиска ЭДМ нейтрона, а исследования сейчас продолжаются на высокопоточном реакторе ILL (Гренобль, Франция) (рис. 4).

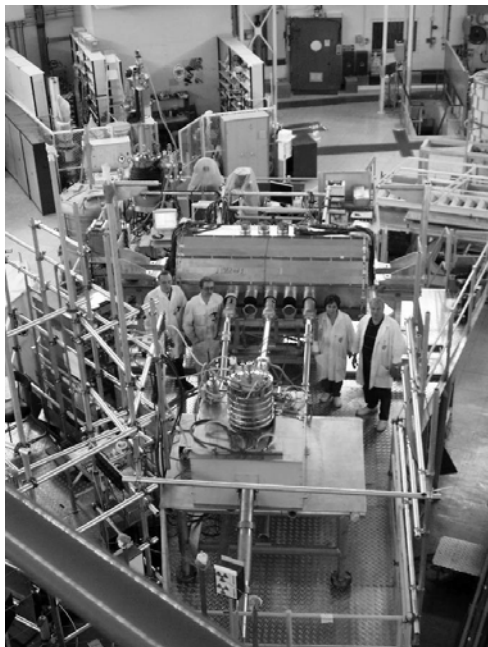


Рис. 4. ЭДМ спектрометр ПИЯФ.
Подготовка к новым измерениям ЭДМ
нейтрона на реакторе ILL (Гренобль, Франция)

В заключение этого параграфа следует представить полную картину увеличения точности в эксперименте по поиску электрического дипольного момента нейтрона, а также возможности дальнейшего увеличения точности. Она показана на рис. 5. Сейчас предел на ЭДМ нейтрона равен $3 \cdot 10^{-26}$ е·см. Он был установлен в 2005 году группой ILL-Sussex-RAL и оказался в 3 раза лучше, чем предел, установленный в ПИЯФ 10 лет назад. В ближайшее время мы планируем увеличить точность измерений ЭДМ нейтрона, используя источник УХН в ILL. Однако значительное увеличение точности может быть связано с созданием на реакторе ВВР-М в Гатчине нового высокоинтенсивного источника УХН.

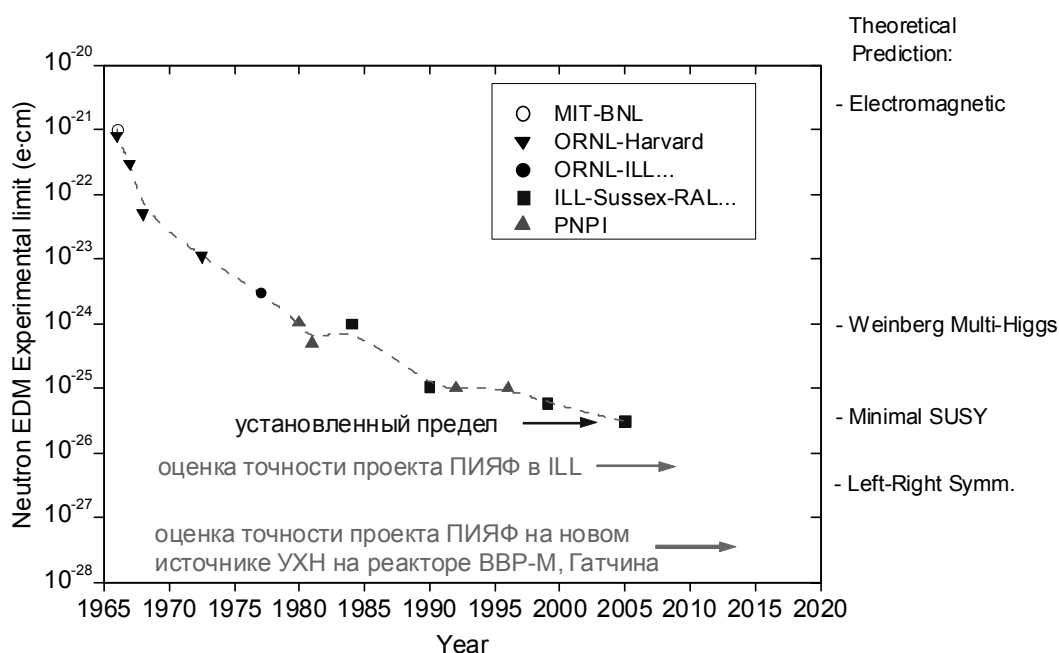


Рис. 5. Прогресс в точности ЭДМ эксперимента, предсказания теоретических моделей и планы увеличения точности

Конечно, кроме наших планов по увеличению точности измерений, существуют еще, как минимум, три экспериментальные группы, 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 жесткой конкурентной борьбе, которая определяется важностью научной проблемы.

Что можно ожидать от дальнейших усилий и за что идет борьба в этом многолетнем поиске ЭДМ нейтрона? Как уже отмечалось, интрига состоит в том, что ЭДМ нейтрона существует, но есть вопрос – чему он равен. В рамках Стандартной Модели ЭДМ нейтрона должен быть на уровне 10^{-30} – 10^{-32} е·см. Этот уровень точности не доступен эксперименту даже в отдаленном будущем, если

только экспериментальная задача не будет решена совершенно новым, пока неизвестным образом. Тогда спрашивается, зачем такие усилия, если нет шансов измерить конкретную величину? Но дело как раз состоит в том, что, скорее всего, ЭДМ нейтрона много больше, чем предсказывается Стандартной Моделью. 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 CP-нарушения. Например, в моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселенной, ЭДМ нейтрона должен быть на уровне 10^{-26} е-см, т. е. как раз на грани возможностей даже текущих экспериментов.

Наиболее популярная схема расширения Стандартной Модели – это введение суперсимметричных частиц, открытие которых возможно на LHC (Large Hadron Collider). С суперсимметричными частицами может быть связана новая фаза CP-нарушения, а ЭДМ нейтрона тоже предсказывается на уровне, доступном современному эксперименту. Оказывается, что обнаружение суперсимметричных частиц и обнаружение ЭДМ нейтрона могут быть связаны. Конечно, здесь нет взаимнооднозначного соответствия, но ситуация очень интригующая. Наконец, существуют модели с восстановлением лево-правой симметрии, которые тоже оставляют экспериментаторам шанс на открытие ЭДМ нейтрона.

6. 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 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, т. к. V_{ud} элемент является наибольшим. V_{ud} элемент может быть определен 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 расчетов различного рода радиационных поправок позволяет определять V_{ud} с точностью 0,05%, поэтому точность измерения времени жизни нейтрона должна быть столь же высока. Позже будет показано, что точность 0,1% в измерении времени жизни нейтрона достигнута в эксперименте с хранением ультрахолодных нейтронов в ловушках.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона оказываются также исключительно важны для проверки модели формирования Вселенной на ее 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 распад нейтрона дополнительно изменяет соотношение нейтронов и протонов. В модели Большого взрыва наблюдаемыми величинами являются распространенность дейтерия и ${}^4\text{He}$. Эти величины зависят от отношения числа барионов к числу фотонов (η) в момент нуклеосинтеза и от времени жизни нейтрона τ_n , как пояснялось ранее. Величина η (барионная асимметрия Вселенной) измеряется в космических исследованиях микроволнового реликтового излучения, поэтому все величины оказываются измеряемыми и связанными. В частности, в модели первичного нуклеосинтеза изменение времени жизни нейтрона на 1% приводит к изменению распространенности ${}^4\text{He}$ на 1,5% (при фиксированном значении η) или к изменению барионной асимметрии на 17% (при фиксированном значении распространенности ${}^4\text{He}$). К сожалению, относительная точность измерения распространенности ${}^4\text{He}$ пока недостаточно высока ($\pm 0,6\%$), однако точность измерения барионной асимметрии очень быстро улучшается благодаря космическим исследованиям и составляет сейчас $\pm 5\%$. Таким образом, время жизни нейтрона должно быть измерено значительно лучше, чем 1%, чтобы успешно использоваться в модели первичного нуклеосинтеза.

Прогресс в точности измерения времени жизни нейтрона можно видеть на рис. 6, где представлены результаты различных экспериментов, начиная с 1970 года.

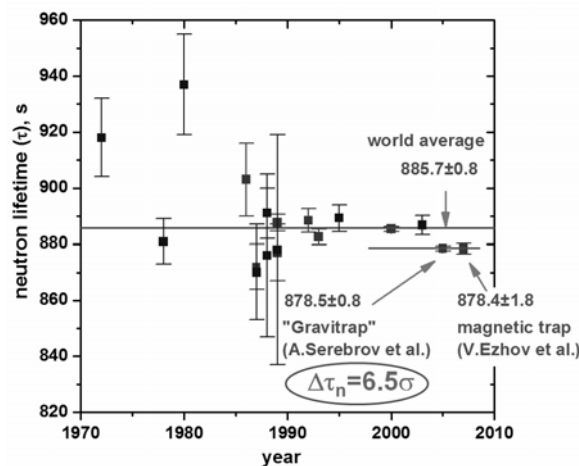


Рис. 6. Прогресс точности в измерениях времени жизни нейтрона

Значительный прогресс в точности измерений произошел в 90-х годах благодаря использованию ультрахолодных нейтронов [3, 4]. Но добиться этого результата удалось не сразу. Точному измерению времени жизни нейтрона предшествовали долгие поиски условий, обеспечивающих длительное хранение УХН в ловушках.

7. Проблемы длительного хранения ультрахолодных нейтронов в материальных ловушках

Для точного измерения времени жизни нейтрона вероятность потерь УХН на стенках ловушки должна быть намного меньше вероятности распада нейтрона. К сожалению, первые эксперименты показали, что нейтроны удается хранить в ловушках всего лишь десятки секунд, хотя время жизни нейтрона ~ 900 секунд. Исследования проблем длительного хранения ультрахолодных нейтронов в материальных ловушках потребовали 10–15 лет. Они последовательно шаг за шагом продвигали экспериментаторов к намеченной цели. В эти исследования были вовлечены группы из разных институтов России – ОИЯИ (Дубна), ПИЯФ (Гатчина), Курчатовский институт (Москва), МИФИ (Москва), ИТЭФ (Москва), НИИАР (Дмитровград). Основная причина потерь УХН при хранении оказалась связанной с наличием водорода, сорбированного на поверхности ловушек в различных формах. Процесс неупругого рассеяния УХН на водороде приводит к приобретению энергии и вылету нейтрона за пределы ловушки. Этот процесс был продемонстрирован А.В. Стрелковым (ОИЯИ) в 1978 году в эксперименте, где с помощью наружных счетчиков ^3He детектировались «нагретые» нейтроны. Использование низких температур и различные методы подготовки поверхности ловушек позволили значительно улучшить ситуацию с хранением ультрахолодных нейтронов в материальных ловушках. Первый результат для времени жизни нейтрона с УХН с точностью 1,5% был получен в НИИАР В.И. Морозовым в 1986 году.

Создание условий длительного удержания УХН в материальных ловушках оказалось весьма непростой задачей. Кроме проблемы водорода на поверхности ловушек, выявились еще две проблемы: аномальные потери и квазиупругое рассеяние УХН.

Мы решили бороться с неупругим рассеянием на водороде методом охлаждения ловушки до низких температур, ~ 10 К, конечно, после соответствующей обработки поверхности (обезгаживание, дейтерирование и т. п.). Оказалось, что для ловушек с бериллиевым покрытием или цельных бериллиевых ловушек понижение температуры от комнатной до 80–100 К позволяет снизить потери на порядок величины, но дальнейшее понижение температуры не дает никакого эффекта. Уровень потерь УХН $3 \cdot 10^{-5}$ на одно соударение с поверхностью оказался как минимум на порядок больше ожидаемой величины. Эти потери были названы аномальными. Истинный механизм потерь до сих пор не выяснен. Хотя имеются экспериментальные указания на то, что это, по-видимому, некогерентный процесс, связанный с взаимодействием УХН с дефектами поверхности,

содержащими водород. Во всяком случае на том же уровне ($3 \cdot 10^{-5}$) находится эффект деполяризации УХН при хранении в ловушках.

Другой способ избавиться от значительного количества водорода на поверхности – это нанесение под вакуумом жидких покрытий с очень низким уровнем давления насыщенных паров. Наиболее удачный пример такого покрытия – это фторсодержащее масло (фомблин), где водород замещен на фтор. Однако оказалось, что для жидких покрытий характерен эффект квазиупругого рассеяния УХН при отражении. Этот эффект приводит к малому изменению энергии УХН, но после многократных соударений нейтрон может покинуть ловушку. Поэтому уровень потерь для таких покрытий тоже оказался $\sim (3-5) \cdot 10^{-5}$.

Наконец, было найдено низкотемпературное фторсодержащее масло, которое может использоваться при низких температурах [5]. Коэффициент потерь УХН для такого покрытия в замороженном состоянии при температуре ~ 100 К оказался равным $2 \cdot 10^{-6}$ [6]. Этот результат позволил значительно продвинуться в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона с помощью УХН. В результате точность измерения времени жизни нейтрона с помощью УХН была доведена до 0,1%. Следующий параграф посвящен этому эксперименту.

8. Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационной ловушки УХН

Наиболее точный (0,1%) эксперимент с УХН был выполнен в 2004 году коллаборацией ПИЯФ и ОИЯИ [6]. 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. Константинова (ПИЯФ) и Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Впервые она была использована на универсальном источнике холодных и ультрахолодных нейтронов реактора ВВР-М в Гатчине. В начале охлаждение установки до температур 10–15 К осуществлялось от рефрижератора. В последующем установка была модифицирована по схеме криостата и стала автономной, что позволило выполнить измерения на высокопоточном реакторе ILL в Гренобле. На рис. 7 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 хранения УХН 1 установлена в вакуумном объеме криостата 2. Ловушка имеет окно и может вращаться вокруг горизонтальной оси так, что УХН оказываются запертыми гравитацией в ловушке, когда ее окно находится в своем верхнем положении.

Ультрахолодные нейтроны попадают в ловушку через нейтроновод 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».

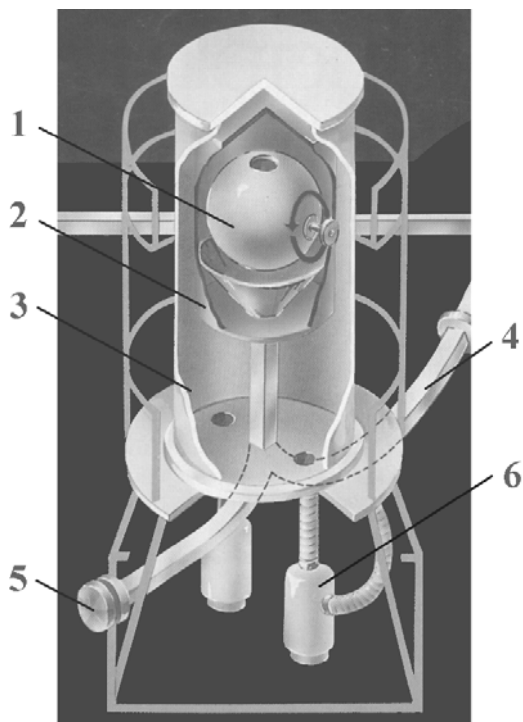


Рис. 7. Гравитационная ловушка: 1 – ловушка для хранения УХН; 2 – криостат; 3 – вакуумный объем; 4 – нейтроновод УХН; 5 – детектор УХН; 6 – сорбционный насос (рисунок автора)

Положение (высота) окна ловушки относительно ее дна определяет максимальную энергию УХН, которые могут удерживаться в ловушке. Различным значениям высоты окна соответствуют различные значения энергии ограничения спектра УХН – такая вращающаяся ловушка является гравитационным спектрометром. Спектральная зависимость времени хранения может быть измерена путем 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. Узкая цилиндрическая ловушка изображена на рис. 7 штриховыми линиями.

В эксперименте использовался новый тип материала для покрытия стенок ловушки – низкотемпературный фомблин, который может быть нанесен на поверхность испарением в вакууме. Это масло имеет состав, содержащий 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 $2 \cdot 10^{-6}$.

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. 8.

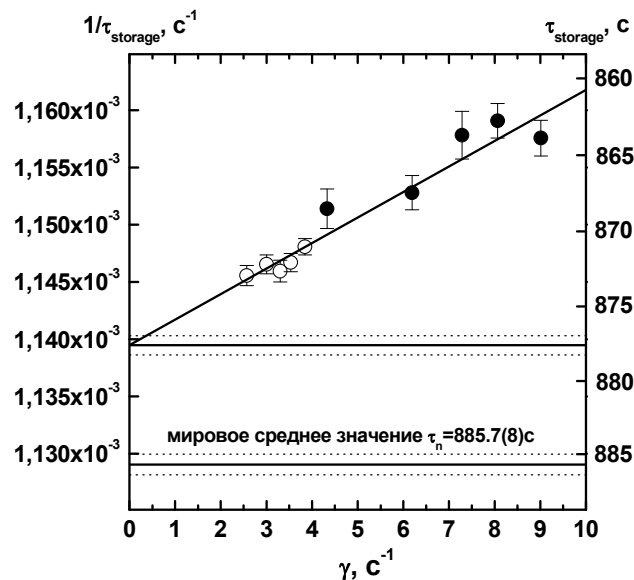


Рис. 8. Результат экстраполяции ко времени жизни нейтрона при использовании объединенной энергетической и размерной экстраполяции. Измерения с квазисферической ловушкой – полые кружки; измерения с цилиндрической ловушкой – сплошные кружки

Экстраполяция всех данных ко времени жизни нейтрона дает значение $877,60 \pm 0,65 \text{ с}$ при $\chi^2 = 0,95$. Для метода размерной экстраполяции мы должны объединить значения для различных ловушек при одном и том же интервале энергии УХН, а затем вычислить среднее всех полученных значений времени жизни нейтрона. Среднее значение времени жизни нейтрона, полученное с помощью метода размерной экстраполяции, $-878,07 \pm 0,73 \text{ с}$. После учета

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 секунд. Однако результат экстраполяции отличается от мирового среднего значения на 7 секунд, хотя точность экстраполяции составляет 0,8 секунды. Различие между результатом нового эксперимента и средним значением всех экспериментов составляет 6,5 стандартного отклонения и является серьезным противоречием.

Следует заметить, что большинство предыдущих экспериментов были выполнены с использованием жидкого фомблина при комнатной температуре, причем экстраполяция к времени жизни составляла 120–130 секунд. Как уже отмечалось, для жидкого фомблина при комнатной температуре наблюдается эффект квазиупругого рассеяния, который может приводить к систематической ошибке. Например, Монте-Карло-моделирование, выполненное нами для эксперимента с жидким фомблином при комнатной температуре, показало, что учет эффекта квазиупругого рассеяния приводит к необходимости введения поправки к конечному результату 7 секунд, после чего результат согласуется с результатом последнего, наиболее точного эксперимента с гравитационной ловушкой УХН.

Однако для окончательного вывода о правомерности нового результата для времени жизни нейтрона необходим независимый эксперимент, желательно в альтернативной методике и с достаточно высокой точностью. Такой метод существует, это метод магнитного хранения УХН, который был предложен В.В. Владимирским и впервые реализован Ю.Г. Абовым в ИТЭФ. Наиболее точные измерения времени жизни нейтрона с использованием магнитного удержания УХН были выполнены недавно на реакторе LL группой В.Ф. Ежова из ПИЯФ. Они дали результат $878,4 \pm 1,8$ с и подтвердили наш результат, полученный с гравитационной ловушкой $878,5 \pm 0,8$ с.

9. 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 еще измерение λ из асимметрии β -распада. На рис. 9 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) [7]. Их пересечение определяет область значений V_{ud} (горизонтальная верхняя полоса). На рис. 9 использованы также данные Particle Data Group для времени жизни нейтрона

(наклонная полоса пунктиром), которые остаются пока неизменными с 2004 года, 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 определением V_{ud} из унитарности и V_{us} из распада странных мезонов (вторая сверху горизонтальная полоса), а также и 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 приводит к очевидным противоречиям.

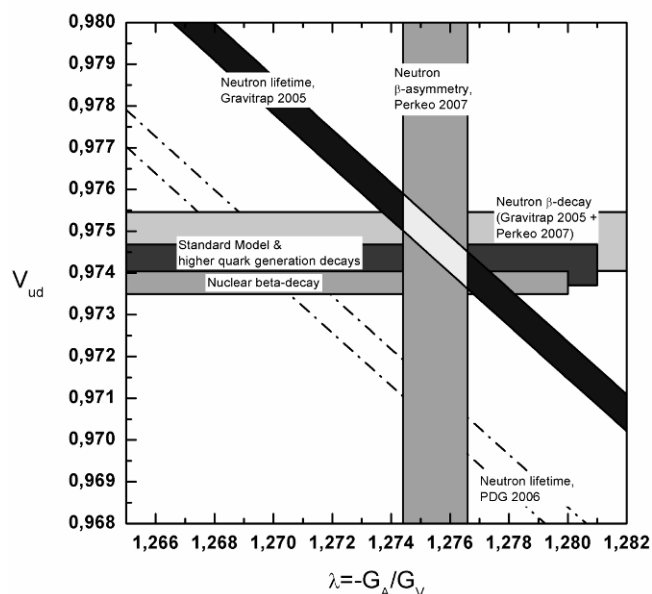


Рис. 9. Определение V_{ud} из нейтронного распада

Теперь рассмотрим влияние новых данных для времени жизни нейтрона на моделирование процесса первичного нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной (~ 100 с после Большого взрыва, см. рис. 10). Как отмечалось ранее, время жизни нейтрона связывает наблюдаемую распространенность ${}^4\text{He}$ и наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной. Эта связь показана на рис. 10 как для старого табличного значения времени жизни, так и для нового значения из эксперимента с гравитационной ловушкой УХН [8]. Наблюдаемые значения распространенности ${}^4\text{He}$ 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.

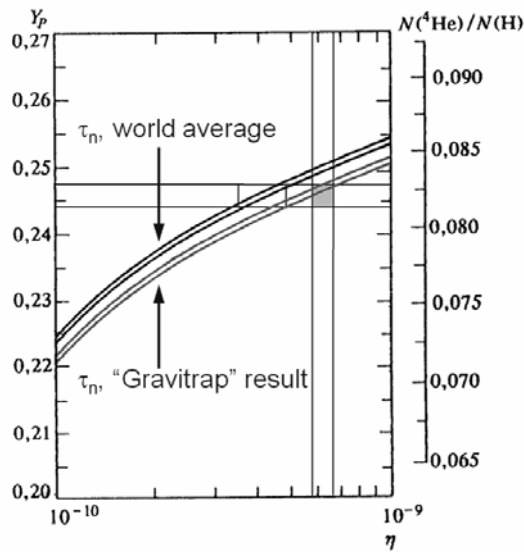


Рис. 10. Распространенность ${}^4\text{He}$ при нуклеосинтезе в процессе Большого взрыва как функция барион-фотонного отношения η для табличного значения τ_n и нового времени жизни нейтрона

Итак, новое время жизни нейтрона лучше согласуется со Стандартной Моделью и моделью первичного нуклеосинтеза во Вселенной.

10. Гравитационные эксперименты с ультрахолодными нейтронами

Как уже отмечалось в начале статьи, ультрахолодные нейтроны весьма чувствительны к гравитационному полю и могут «влететь» на высоту 1–2 метра, когда их энергия $(1-2) \cdot 10^{-7}$ эВ. Для экстремально низких энергий высота «подскока» в гравитационном поле начинает квантоваться, так как проявляются волновые свойства нейтрона. В частности, минимальная высота «подскока» УХН составляет приблизительно 10 микрон. Существование квантовых уровней в гравитационном поле для УХН отмечалось В.И. Луциковым и А.И. Франком в 1978 году. Это квантово-механическое явление может быть использовано для изучения гравитационных сил на коротких расстояниях.

Такие эксперименты по обнаружению квантовых уровней нейтрона в гравитационном поле для УХН были поставлены в ИЛЛ коллаборацией ИЛЛ-ОИЯИ-ПИЯФ (В. Несвижевский и др.). Квантовые уровни были обнаружены. К сожалению, получить ограничения на дополнительные гравитационные взаимодействия лучше, чем уже установлено из других экспериментов, пока не удалось. Однако планируются новые эксперименты со значительным увеличением чувствительности.

Другой пример экспериментов с УХН, где используется гравитационное поле, это эксперименты по оптике УХН, выполненные А.И. Франком с сотрудниками на

реакторе ILL. На основе волновых свойств УХН, обладающих большой длиной волны, был разработан спектрометр с нейтронными интерферометрами Фабри-Перо, в котором используется ускорение в гравитационном поле.

С помощью этого интерферометра исследован ряд нейтронно-оптических эффектов. Было сделано наблюдение эффекта квантования энергии при дифракции на движущейся решетке, наблюдение эффекта ускоряющей среды в нейтронной оптике. И, наконец, был проверен принцип эквивалентности для нейтрона с точностью $2 \cdot 10^{-3}$.

11. Поиск зеркальной темной материи в лабораторном эксперименте с ультрахолодными нейтронами

В начале статьи 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. ее 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 темной материи во Вселенной, которая наблюдается по особенностям гравитационных явлений и имеет распространенность даже в 5 раз больше, чем обычное вещество. Например, имеется гипотеза, что темная материя является зеркальной материей, т. е. существуют два мира (левый и правый), вложенных один в другой, но не взаимодействующих никак иначе, чем гравитационным образом. Тогда происходит восстановление глобальной симметрии левого и правого. Все эти рассуждения имеют очень давнюю историю и стартуют практически с того же момента, что и введение несохранения пространственной четности. Подробно история вопроса изложена в статье Л.Б. Окуня в УФН «Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков».

Достаточно высокая активность в экспериментальной проверке таких гипотез с помощью нейтронных исследований возникла в 2007 году. Пусковым механизмом явилась теоретическая статья 2006 года [9], где отмечалось, что осцилляции между нейтроном и зеркальным нейтроном (если он существует) закрыты экспериментально всего лишь до уровня 1-й секунды. В течение 2007 года было выполнено три независимых эксперимента, посвященных этому вопросу. Наиболее точный результат был получен нашей коллаборацией ПИЯФ–ILL [10].

Идея эксперимента состоит в следующем. Если нейтрон и его зеркальный партнер 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 счет отражения от ее стенок, но если за время пролета от одной стенки к другой произойдет переход в зеркальное состояние, то зеркальный нейтрон пройдет через стенку ловушки без взаимодействия и покинет ловушку. Для обеспечения условий перехода магнитное поле должно быть равно нулю или быть очень маленьким ($< 2 \cdot 10^{-4}$ Эрстеда), а для подавления переходов нужно включить магнитное поле приблизительно такое же, как магнитное поле Земли (0,5 Эрстеда). 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 на время осцилляций на уровне 500 секунд. В нашем эксперименте был использован магнитный экран и основные элементы нового спектрометра для поиска ЭДМ нейтрона. Измерения проводились в PLL на пучке УХН, подготовленном ПИЯФ для ЭДМ эксперимента. Эффект осцилляций не был обнаружен, а предел на время осцилляций составил 448 с, а соответствующий предел на энергию смешивания составляет $1,4 \cdot 10^{-18}$ эВ.

Этот результат частично закрывает гипотезы о существовании зеркальной темной 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, то экспериментальная задача превращается «в поиск черной кошки в темной комнате с сомнениями, что она в этой комнате». По-видимому, ответ на вопрос о природе темной материи следует искать в астрофизических исследованиях и, возможно, на коллайдерах, хотя контролировать появление частиц темной материи по эффекту недостающей массы будет очень трудно.

В заключение этого параграфа хотелось бы отметить еще 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 на время нейтрон-антинейтронных осцилляций $8,6 \cdot 10^7$ с, который был установлен в эксперименте с холодными нейтронами. Использование ультрахолодных нейтронов может дать увеличение чувствительности эксперимента при условии значительного увеличения (в 10^2 – 10^3 раз) плотности ультрахолодных нейтронов. Задача увеличения плотности УХН имеет принципиальное значение для перспектив тех фундаментальных экспериментов, которые мы обсуждали раньше. Поэтому в

заключение статьи мы рассмотрим перспективы создания источников УХН с плотностью на несколько порядков величины больше, чем существует сейчас.

12. Перспективы увеличения точности фундаментальных экспериментов с УХН, проект источника ультрахолодных и холодных нейтронов на реакторе ВВР-М ПИЯФ на основе сверхтекучего гелия при температуре 1,2 К

После того как были освоены силовые методы получения УХН, где нужно снимать киловаттные мощности на водородном уровне температур, пришлось рассматривать альтернативные методы при более низких температурах. Снимать киловаттные мощности при температуре 4 К и тем более при температуре 1 К просто нереально, поэтому нужны новые оригинальные решения.

Один из методов состоит в использовании импульсного режима облучения низкотемпературного источника УХН тепловыми нейтронами. 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 сотен секунд, а низкотемпературный замедлитель в это время охлаждается. Таким образом, найден компромисс между полной мощностью и низкой температурой. В качестве замедлителя и источника УХН может быть использован твердый дейтерий при температуре жидкого гелия 4,5 К [11]. В исследованиях, проведенных нами с твердодейтериевым шестилитровым замедлителем в тепловой колонне реактора ВВР-М, было показано, что дополнительный фактор выигрыша в плотности УХН за счет понижения температуры от 20 К до 4,5 К составляет $10 \div 12$ раз [12]. Импульсный режим облучения тепловыми нейтронами может быть реализован на нейтронном spallation источнике, где тепловые нейтроны получают при облучении свинцовой мишени протонным пучком с энергией ~ 600 МэВ. Наиболее интенсивный в Европе пучок протонов (2 мА) с энергией 600 МэВ имеется в PSI (Paul Scherrer Institute, Switzerland). Проект источника УХН по описанной выше схеме был разработан совместными усилиями ПИЯФ и PSI. В настоящее время в PSI проект реализуется. Ожидаемая плотность в ловушке $3 \cdot 10^3$ н/см³. “Flagship” эксперимент этого проекта – эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона. Для России такой проект не подходит, т. к. нет сильноточных (несколько мА) ускорителей с такой энергией.

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. Ахиезера в 1945 году. Но тогда еще 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 году.

Суть дела достаточно проста. Знаменитая кривая Ландау, связывающая энергию и импульс возбуждений (фононов, ротонов) в сверхтекучем гелии пересекается с кривой $E = p^2 / 2m$ для нейтрона в одной точке. Эта точка соответствует энергии возбуждения (в единицах температуры) 12 К. Это означает, что УХН может «поглотить» только фонон с энергией 12 К. Таких фононов при температуре сверхтекучего гелия 1 К практически нет, т.к. больцмановский фактор – это экспонента 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. Уже на пучке удалось получить плотность УХН, сравнимую с плотностью УХН, выведенной от источника в реакторе. Расходимость пучка нейтронов очень мала по отношению к 4л. В условиях облучения 4л 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 удается снимать киловаттные мощности. Такие установки грандиозны 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 литров жидкого гелия в час и 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.

На реакторе ВВР-М ПИЯФ имеются весьма подходящие условия для решения такой задачи. Это наличие тепловой колонны реактора, которая представляет собой канал большого диаметра (1 метр), примыкающий к активной зоне реактора. Такой диаметр канала позволяет расположить мощную свинцовую защиту от γ -излучения активной зоны реактора, графитовый предзамедлитель при температуре 20 К, чтобы получать холодные нейтроны, и наконец, собственно источник УХН на основе сверхтекучего гелия при температуре 1,2 К. Принципиальная схема источника показана на рис. 11. Она была разработана совместно с Институтом физических проблем им. П.Л. Капицы. Способ удаления радиационного тепла основан опять же на свойствах сверхтекучего гелия. В этой квантовой жидкости нет необходимости организовывать принудительную циркуляцию для удаления тепла, потому что эта

удивительная жидкость разумно устроена: так, что сверхтекучая компонента идет туда, где тепло, а нормальная компонента идет навстречу, и они друг другу не мешают.

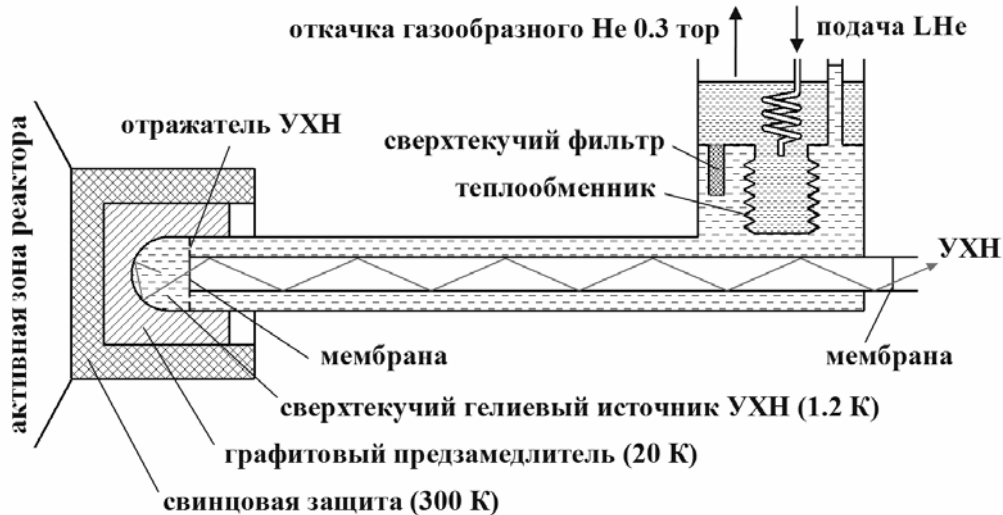


Рис. 11. Принципиальная схема источника УХН на реакторе ВВР-М ПИЯФ на основе сверхтекучего гелия при температуре 1,2 К

В настоящее время у нас разработан проект источника УХН для реактора ВВР-М. Проведены детальные расчеты по программе MCNP, в которых показано, что в свинцовой защите источника будет выделяться 15 кВт, которые легко удаляются циркулирующей воды. В графитовом замедлителе будет выделяться 700 Вт, которые будут удаляться протоком газообразного гелия при температуре 20 К, и, наконец, самое главное – в источнике со сверхтекучим гелием будет выделяться 19 Вт. Как уже отмечалось, такая мощность на уровне 1,2 К может быть удалена с помощью доступных криогенных установок. Монте-Карло-расчеты плотности УХН показывают, что в экспериментальной установке (например, в ловушке ЭДМ спектрометра) можно получить плотность УХН $\sim 4 \cdot 10^3$ н/см³. Это означает, что фактор выигрыша по отношению к тому, что существовало у нас в Гатчине на вертикальном канале, будет составлять 500 раз, а по отношению к плотности УХН в Гренобле – 400 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. 12.

Надо сказать, что, как и всегда, фундаментальная физика должна давать побочный продукт в прикладных исследованиях. Также и в этом случае, т. к. для того, чтобы получать ультрахолодные нейтроны, мы сначала должны сделать их холодными. Это означает, что, кроме зала ультрахолодных нейтронов, можно сделать еще зал холодных нейтронов, где можно заниматься исследованиями структуры вещества и подготовкой приборов для реактора ПИК (рис. 12).

В принципе мы всегда использовали ВВР-М как полигон подготовки приборов для реактора ПИК. На тепловых нейтронах это сделано, но холодных нейтронов как раз не хватало, чтобы программа подготовки была полной. На пучках холодных нейтронов можно изучать наноструктуры – актуальное сейчас направление нанотехнологий, которое начинает финансироваться. Поднять проект, который направлен на фундаментальные и прикладные задачи будет легче совместными усилиями. Стоимость проекта исчисляется несколькими сотнями миллионов рублей на 3–4 года. Эффект, который должен быть получен, значительно окупит затраты, т. к. имеется реактор и давно сложившаяся инфраструктура вокруг, технический персонал и физики.

В настоящее время сделан первый технический шаг в этом направлении: 5 марта 2008 года запущен рефрижератор фирмы “Linde” на 20 К и 3 кВт мощности, который предназначен для охлаждения графитового предзамедлителя. Рис. 13 иллюстрирует торжественный момент приема установки в эксплуатацию.

Реализация этого проекта позволит сделать в России лучший в мире источник ультрахолодных нейтронов.



Рис. 13. Первый этап работ для нового источника УХН на реакторе ВВР-М (запуск рефрижератора на 20 К)

В заключение автор хотел бы поблагодарить В.М. Лобашева, под руководством которого были пройдены (начиная с 1969 года) первые, самые трудные и самые интересные этапы исследований с ультрахолодными нейтронами. Автор статьи признателен коллегам, с которыми были достигнуты важнейшие результаты, В.А. Назаренко, оказавшему значительную поддержку этим исследованиям, Е.Б. Александрову за сотрудничество в области магнитометрии и критические замечания при подготовке этой статьи.

Литература

1. И.С. Алтарев, Н.В. Боровикова, А.П. Булкин и др. Универсальный жидководородный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ЛИЯФ. Письма в ЖЭТФ **44(6)**. 1986. С. 269–272.
2. И.С. Алтарев, Ю.В. Борисов, Н.В. Боровикова и др. Поиск электрического дипольного момента нейтрона. Ядерная физика **59(7)**. 1996. С. 1204–1222.
3. А.П. Серебров. Измерение времени жизни нейтрона с использованием гравитационных ловушек ультрахолодных нейтронов. Успехи физических наук **175(9)**. 2005. С. 905–924.
4. A.P. Serebrov. Neutron beta-decay. Standard Model and cosmology. Physics Letters **B 650**. 2007. P. 321–324.
5. Yu.N. Pokotilovski. Investigation of liquid fluoropolymers as possible materials for low-temperature liquid wall chambers for ultracold-neutron storage. ЖЭТФ **123(2)**. 2003. (JETP 96, 172).
6. A.P. Serebrov, V.E. Varlamov, A.G. Kharitonov *et al.* Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating. Physics Letters **B 605**. Issues 1–2. 6 January 2005. P. 72–78.
7. H Abele. The neutron ABC: Measurements of correlation coefficients in neutron beta-decay. Proceedings of the 6th International UCN Workshop. <http://cns.pnpi.spb.ru/ucn/articles/Abele.pdf>.
8. G.J. Mathews, T. Kajino, T. Shima. Big bang nucleosynthesis with a new neutron lifetime. Phys. Rev. **D 71**. 021302(R). 2005.
9. Z. Berezhiani, L. Bento. Neutron-mirror-neutron oscillations: how fast might they be? Phys. Rev. Lett. **96**. 2006. 081801.
10. A.P. Serebrov, E.B. Aleksandrov, N.A. Dovator *et al.* Experimental search for neutron–mirror neutron oscillations using storage of ultracold neutrons. Accepted for publication in Phys. Lett. B.
11. А.П. Серебров, В.А. Митюхляев, А.А. Захаров и др. Твердодейтериевый источник ультрахолодных нейтронов на импульсном спалейшен-источнике. Письма в ЖЭТФ **66(12)**. 1997. С. 765–770.
12. A.P. Serebrov, V.A. Mityukhlyaev, A.A. Zakharov *et al.* Studies of a solid-deuterium source for ultracold neutrons. Nucl. Instr. Meth. **A 440**. 2000. P. 658–666.