

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Нейтрон вчера, сегодня, завтра

Ю.А. Мостовой, К.Н. Мухин, О.О. Патаракин

Обзор посвящен обсуждению современного состояния фундаментальных свойств нейтрона. Приведены экспериментальные результаты по времени жизни нейтрона, угловым корреляциям β -распада, электрическому дипольному моменту, формфактору, дано сравнение с теорией. Описана методика основных экспериментов. Обсуждается нейтронная "экзотика": электрический заряд, распады с нарушением сохранения барионного числа и т.д. Подробно рассмотрены свойства и использование ультрахолодных нейтронов, а также связанные с этим проблемы. Представлены новые идеи и проекты.

PACS numbers: 13.30.Ce, 14.20.Dh

Содержание

1. Введение (987).
2. Что мы знаем и что хотим узнать о нейтроне (988).
 - 2.1. История открытия нейтрона.
 - 2.2. Воздействие открытия нейтрона на развитие науки и техники.
 - 2.3. Фундаментальные свойства нейтрона.
 - 2.4. Требования теории к точности измерений важнейших параметров нейтрона.
3. Ультрахолодные нейтроны (991).
 - 3.1. Основные свойства УХН.
 - 3.2. Первые опыты с УХН.
 - 3.3. Современные методы получения и исследования УХН.
 - 3.4. Некоторые конкретные установки.
 - 3.5. Проблема утечки УХН при их хранении и первые успехи в ее решении.
4. Время жизни нейтрона τ_n (997).
 - 4.1. Пучковый метод определения τ_n .
 - 4.2. Определение τ_n методом хранения УХН.
 - 4.3. Сводка результатов измерения τ_n .
 - 4.4. Определение констант β -распада из τ_n и $(0^+ - 0^+)$ -переходов.
5. Угловые корреляции в β -распаде нейтрона (1002).
 - 5.1. Вводные замечания.
 - 5.2. Измерения коэффициента a .
 - 5.3. Измерения коэффициента A .
 - 5.4. Измерения коэффициента B .
 - 5.5. Измерения коэффициента D .
 - 5.6. Определение константы β -распада λ из угловых корреляций.
 - 5.7. Сравнение результатов измерений времени жизни и угловых корреляций.
6. Электрический дипольный момент нейтрона d_n (1007).
 - 6.1. Возможность существования $d_n \neq 0$ и оценки его значения.
 - 6.2. Пучковый метод экспериментальной оценки d_n и полученные результаты.
 - 6.3. Оценка d_n методом хранения УХН. Современные значения.

7. Формфактор нейтрона (1011).

7.1. Формализм понятия о формфакторе и история вопроса.
7.2. Экспериментальное изучение рассеяния электронов. Масштабный закон и значения $\langle r^2 \rangle_N$.
7.3. Проблема электрического радиуса нейтрона.

8. Экзотические свойства нейтрона (1014).

8.1. Гравитационное взаимодействие.
8.2. Электрический заряд нейтрона.
8.3. Поляризуемость.
8.4. Распад нейтрона с нарушением сохранения барионного числа ($\Delta B = 1$).
8.5. Нейтрон-антинейтронные осцилляции ($\Delta B = 2$).

9. Новые проблемы, идеи и проекты (1017).

9.1. Аномалии в хранении УХН.
9.2. Идеи создания новых источников холодных и ультрахолодных нейтронов.
9.3. Проекты новых экспериментов по поиску d_n и измерению τ_n и угловых корреляций.

10. Заключение (1020).

Список литературы (1021).

1. Введение

В феврале 1997 г. исполняется 65 лет со дня открытия одной из самых фундаментальных частиц — нейтрона. До этого дня человечество даже и не подозревало о том, что все окружающие его предметы и сами люди наполовину состоят из нейтронов и тем более о том, что эти частицы, являясь основой всего существующего, могут стать и причиной его гибели.

Задачей настоящей статьи является ознакомление читателя с современными данными о свойствах свободного нейтрона, его структурой, методикой основных экспериментов, с помощью которых были получены эти данные, а также с требованиями теории к их точности в последующих экспериментах. План построения статьи таков. Раздел 2 посвящен предварительному ознакомлению с вопросами, рассматриваемыми в статье, на тему "Что мы знаем и что хотим узнать о нейтроне". В частности, в разделах 2.1 и 2.2 мы напомним читателю историю открытия нейтрона и основные достижения в науке и технике, связанные с этим открытием. В разделе 2.3 перечислены те фундаментальные параметры нейт-

Ю.А. Мостовой, К.Н. Мухин, О.О. Патаракин. Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Россия
Тел. (095) 196-76-37, 196-75-71, 196-76-63
Факс (095) 196-91-33
E-mail: most@neutron.kiae.su, mukhin@chen.net.kiae.su, patarak@nuc53.kiae.su

Статья поступила 23 апреля 1996 г.

рона, которые на сегодня установлены окончательно (спин, четность и др.), а также даны современные значения тех параметров, которые непрерывно уточняются (масса, магнитный момент), но уточнение которых, на наш взгляд, не является сейчас первоочередной задачей. Раздел 2.4 посвящен предварительной характеристике наиболее важных для теории параметров нейтрона (времени жизни, угловых корреляций, дипольного электрического момента и др.) с краткими пояснениями, почему именно они важны.

Раздел 3 посвящен физике ультрахолодных нейтронов (УХН), используемых во многих экспериментах, о которых пойдет речь дальше. Здесь рассмотрены основные свойства УХН (раздел 3.1), первые опыты с УХН (раздел 3.2), современные методы получения и исследования УХН (раздел 3.3), некоторые конкретные установки (раздел 3.4) и проблема утечки УХН (раздел 3.5).

В последующих разделах статьи подробно рассматриваются важнейшие параметры нейтрона вместе с методикой их получения и характеристикой значения для современной теории. Это — время жизни нейтрона (раздел 4), угловые корреляции в β -распаде (раздел 5), дипольный электрический момент (раздел 6), формфактор (раздел 7). В разделе 8 мы кратко остановимся на обсуждении некоторых экзотических свойств нейтрона, таких как гравитационное взаимодействие, электрический заряд, поляризуемость, распад с нарушением барионного числа, нейтрон-антинейтронные осцилляции. В разделе 9 рассмотрены некоторые новые проблемы, идеи и проекты, в 10-м дано заключение.

Статья написана к 65-летию юбилею со дня открытия нейтрона. Поэтому изложение некоторых вопросов (открытие нейтрона, физика УХН, ЭДМ, формфактор) по необходимости выполнено в историческом плане. При достаточно широком охвате материала обзорная статья неизбежно получается более популярной, чем использованные первоисточники. В частности, из-за ограниченного объема статьи мы не всегда могли достаточно подробно описывать методику получения тех или иных данных и детально интерпретировать полученные результаты. Желаясь познакомиться с этими вопросами более серьезно мы рекомендуем книги [1–6]. И, наоборот, желающие познакомиться с элементарным изложением методики определения таких параметров нейтрона, как m , S , μ , τ , d , угловые корреляции и др., могут воспользоваться книгой [27].

При написании статьи были использованы источники по 1995 г. включительно и некоторые работы 1996 г. Наиболее полно вопросы, затронутые в настоящем обзоре, освещены в книге Ю.А. Александрова [2], которую мы настоятельно рекомендуем читателям. Близкий по рассматриваемой тематике обзор был написан в 1982 г. А.И. Франком [8].

2. Что мы знаем и что хотим узнать о нейтроне

2.1. История открытия нейтрона

Нейтрон — один из самых древних объектов в смысле его появления после Большого Взрыва. В соответствии с современной моделью Горячей Вселенной первые нейтроны возникли в течение нескольких первых минут ее жизни, т.е. более 10 млрд. лет тому назад [9]. И, хотя

первые нейтроны вскоре распались или поглотились, на смену им возникли и все время продолжают возникать все новые и новые нейтроны, свойства которых и сегодня идентичны свойствам первых.

Этот "круговорот" нейтронов в природе обнаруживается в самых разнообразных явлениях. Глобально — в масштабе Вселенной — это, например, нуклеосинтез, образование нейтронных звезд или взрывы Сверхновых. Более "приземленно" — это образование нейтронов вблизи поверхности Земли под действием протонов первичной космической компоненты. В глубинах Земли нейтроны возникают в (α, n) - и (γ, n) -реакциях, при спонтанном и вынужденном делении и даже в процессе работы природного ядерного реактора [10]. И все это началось давно и длится долго. Но узнали обо всем этом и даже о самом существовании нейтрона совсем недавно. Напомним вкратце историю открытия нейтрона.

Экспериментально он был открыт в начале 1932 г. английским физиком Дж. Чедвиком, но, если так можно выразиться, "теоретически" существование нейтрона задолго до этого было предсказано Э. Резерфордом. В 1909 г. Э. Резерфорд обнаружил рассеяние α -частиц на большие углы. Интерпретация этого явления привела его в 1911 г. к созданию ядерной модели атома, а дальнейшие опыты с α -частицами — к открытию в 1919 г. в составе ядер протонов и построению протон-электрон-ной модели ядра.

Читая в 1920 г. Бейкерманскую лекцию об этой модели, Э. Резерфорд высказал предположение о том, что наряду с простейшим заряженным ядром — протоном — должно существовать простейшее нейтральное ядро, содержащее сильно (сильнее, чем в атоме водорода) связанные между собой протон и электрон, и предсказал его основные свойства: нулевой электрический заряд, высокую проникающую способность и сильное взаимодействие с ядрами [11].

В своих воспоминаниях о поисках нейтрона [12] Дж. Чедвик (которого вскоре после упомянутой лекции Э. Резерфорд пригласил в свою лабораторию в качестве сотрудника) говорил о том, что Резерфорд подробно излагал ему взгляды о необходимости привлечения нейтрона для преодоления трудностей протон-электрон-ной модели ядра и что они неоднократно проводили эксперименты по поиску нейтронов. Но по разным причинам эти эксперименты к успеху не привели.

Последовательность экспериментов, непосредственно предшествовавших открытию нейтрона и сыгравших особо важную роль в "подготовке открытия", выглядит так. В 1930 г. В. Боте и Г. Бекер, продолжая опыты Э. Резерфорда с α -частицами, обнаружили, что при облучении ими легких элементов, например Ве, последний вместо протонов испускает интенсивное излучение, слабо поглощаемое свинцом [13]. Измерения показали, что слой свинца толщиной 1 см поглощает только 20 % этого излучения.

В 1931 г. Ирэн Кюри и Ф. Жолио установили, что новое излучение при встрече с водородсодержащим веществом выбивает из него протоны [14–16]. Казалось бы, оба эти результата согласуются с предположением о том, что частицами проникающего излучения являются жесткие γ -кванты, которые выбивают протоны в эффекте Комптона. Однако экспериментаторов смущала очень высокая энергия выбитых протонов и большое их количество. Ни то, ни другое нельзя было

объяснить комптон-эффектом на протоне. Но, к сожалению, причину этого несоответствия И. Кюри и Ф. Жолио увидели в погрешности измерений. А дело было совсем в другом.

Правильное решение этой загадки было найдено в начале 1932 г. Дж. Чедвиком, который облучил исследуемым излучением ионизационную камеру, поочередно заполненную водородом и азотом, и проанализировал полученные значения для энергии и импульса ядер отдачи [17]. Оказалось, что они согласуются с соответствующими законами сохранения, если предположить, что ядра отдачи выбиваются не γ -квантами с нулевой массой, а другими нейтральными частицами с массой, близкой к массе протона. Так был открыт нейтрон, и вскоре после этого в том же 1932 г. В. Гейзенбергом [18] и Д.Д. Иваненко [19, 20] была предложена протон-нейтронная модель атомного ядра. Обоиими авторами нейтрон рассматривается как самостоятельная элементарная частица с полупелым спином (а не как соединение протона с электроном). В состав ядра с зарядом Z и массовым числом A входят Z протонов и $(A - Z)$ нейтронов с полупелыми спинами и в нем нет электронов. Тем самым снимаются три основные трудности протон-электронной модели ядра: несоответствие между спинами и магнитными моментами ядер и его составных частей и "слишком большие размеры" нейтрона для того, чтобы он мог "поместиться" в ядре.

2.2. Воздействие открытия нейтрона на развитие науки и техники

Открытие нейтрона и создание протон-нейтронной модели атомного ядра привело, с одной стороны, к бурному развитию теории (теория β -распада — Э. Ферми [21], теория ядерных сил — Х. Юкава [22], теории цепной ядерной реакции — Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон [23]) и, с другой, к экспериментальному изучению свойств нейтрона и особенностей его взаимодействия с веществом (замедление нейтронов и искусственная β -радиоактивность — Э. Ферми [24], деление урана — О. Ган и Ф. Штрассман [25], открытие 93-го элемента — Э. Мак-Миллан и Ф. Абельсон [26]).

В конечном итоге перечисленные открытия привели к широко известным достижениям в области науки и техники. Это прежде всего собственно ядерная энергетика для военных и мирных целей: ядерное оружие, АЭС, атомные надводные и подводные суда, атомные станции теплоснабжения (АСТ), атомные электротеплоцентрали (АТЭЦ), реакторы-опреснители, реакторы-термопреобразователи, высокотемпературные реакторы для металлургии, исследовательские реакторы. Это, далее, развернутое производство радиоактивных изотопов, в частности для изготовления изотопных источников тока, широко применяемых на автоматических метеорологических станциях, космических станциях и спутниках и др. Нейтроны используются в геологии для разведки ископаемых (нейтронный кароттаж), в технике (для автоматизации), в медицине (диагностика и лечение), в биологии (генетика) и т.д., и т.п.

Очень широкое развитие получила нейтронная физика, от которой отпочковались и сформировались как самостоятельные науки нейтронная спектроскопия, нейтронная оптика, структурная нейтронография, нейтронная дефектоскопия, нейтронная радиография, нейтронный активационный анализ и др.

Мы ограничимся лишь этим перечислением достижений, связанных с открытием нейтрона. Желая ознакомиться подробнее с ними, а также с физикой деления, химией трансурановых элементов и другими примыкающими к ним вопросами могут это сделать, например, с помощью книги [27].

2.3. Фундаментальные свойства нейтрона

Нейтрон принадлежит к барионному октету частиц $1/2^+$, т.е. имеет барионное число $B = 1$, спин $1/2$ (в единицах \hbar) и положительную внутреннюю четность. Будучи фермионом, нейтрон подчиняется статистике Ферми–Дирака. Вместе с протоном он образует изотопический дублет нуклонов с изоспином $T = 1/2$. Проекция изоспина у нейтрона равна $-1/2$ (у протона $+1/2$).

Перечисленные свойства нейтрона можно считать на сегодня установленными окончательно. Кроме них существует ряд параметров нейтрона (электрический заряд, масса, магнитный момент), значения которых известны с очень высокой точностью, но тем не менее постоянно предпринимаются все новые и новые попытки их дальнейшего уточнения. Среди этих параметров особняком стоит электрический заряд нейтрона. Хотя он и равен нулю с большой точностью, но, как мы увидим ниже (см. раздел 8), в этом случае уточнение является принципиально важным (нуль или все-таки не нуль!). Что касается массы и магнитного момента, то экспериментальные точности определения этих величин уже давно превосходят возможности теории для их объяснения. Поэтому мы ограничимся для них самыми краткими пояснениями и приведением современных данных.

Поскольку нейтрон не имеет электрического заряда, то его массу можно определить только сравнением ее с массами других ядер, измеренными методом массспектрометрии. Именно так Чедвик впервые показал, что масса нейтрона приблизительно равна массе протона. Точное значение массы нейтрона находят из энергетического баланса ядерных реакций с участием нейтронов (либо в качестве снаряда, вызывающего реакцию, либо в качестве продукта). Современное значение массы нейтрона [28]

$$m_n = 1,008664904(14) \text{ а.е.м.} = 939,56563(28) \text{ МэВ.} \quad (1)$$

Существование магнитного момента у нейтрона было предположено уже вскоре после его открытия. Из сопоставления магнитных моментов протона, дейтрона и других ядер следовало, что нейтрон должен иметь магнитный момент порядка $-2\mu_{\text{нuc}}$, где $\mu_{\text{нuc}}$ — ядерный магнетон, равный $e\hbar/2m_p c$ (e — электрический заряд, \hbar — постоянная Планка, m_p — масса протона, c — скорость света).

Экспериментально магнитный момент нейтрона был измерен методом ядерного магнитного резонанса. Современное наиболее точное его значение равно

$$\mu_n = -1,9130428(5)\mu_{\text{нuc}}. \quad (2)$$

Знак минус перед численным значением указывает на то, что магнитный момент нейтрона направлен против его спина.

Отличие от нуля магнитного момента нейтрона, заряд которого равен нулю, представляется некоей аномалией. То же соображение относится и к значению

магнитного момента протона ($\mu_p \approx 2,79\mu_{\text{нук}}$), заряд которого равен единице. При этом было замечено, что обе аномальные части магнитных моментов примерно равны друг другу:

$$\mu_p - 1 \approx |\mu_n - 0|, \quad (3)$$

что свидетельствует об одинаковой природе их происхождения. И хотя, как уже отмечалось, теории магнитного момента нейтрона не существует, качественно это равенство можно понять, предположив, что нейтрон (протон) часть своего времени существования проводит в виде дираковского протона (нейтрона), окруженного "шубой" ("облаком") из "вращающихся" вокруг него отрицательно (положительно) заряженных мезонов. Заметим также, что отношение магнитных моментов протона и нейтрона равно $2,79/(-1,91) \approx -3/2$, что согласуется с элементарными представлениями о кварковой структуре нуклонов ($p = uud$, $n = udd$)¹.

Наконец, третью группу параметров нейтрона составляют такие, значения которых пока не удовлетворяют физиков, и вот именно они требуют гораздо более подробного обсуждения. Этими параметрами, кроме уже упомянутого электрического заряда, являются время жизни нейтрона τ_n , угловые корреляции между спином нейтрона и импульсами продуктов его распада, электрический дипольный момент и формфактор нейтрона, его поляризуемость и некоторые другие. Основной разговор о них пойдет, ввиду их особой важности, в соответствующих разделах статьи. Однако уже здесь мы считаем необходимым сделать краткие вводные пояснения.

2.4. Требования теории к точности измерений важнейших параметров нейтрона

Значение массы нейтрона ($m_n \approx 939,57 \text{ МэВ} = 1838,7m_e$) на $2,6m_e$ больше значения массы протона ($m_p \approx 938,27 \text{ МэВ} = 1836,1m_e$) и на $1,6m_e$ больше суммы масс протона и электрона. Поэтому энергетически возможен β^- -распад нейтрона на протон и электрон. Поскольку спины всех этих частиц полужелые, то в соответствии с законом сохранения момента количества движения β^- -распад нейтрона должен сопровождаться испусканием еще одной частицы с полужелым спином, которая в соответствии с законом сохранения энергии должна иметь очень малую или нулевую массу.

Необходимость существования такой частицы в природе была теоретически предсказана Паули [29, 30] из анализа β -спектров радиоактивных ядер в конце 1930 г., т.е. на год с небольшим раньше открытия нейтрона. Поэтому первоначально ее так и назвали. Однако после того, как настоящий нейтрон был открыт, Ферми во избежание путаницы "перекрестил" новую частицу в нейтрино.

Кроме перечисленных выше свойств для нейтрино характерны нулевые электрический заряд и магнитный момент и очень высокая проникающая способность. Поэтому доказать его существование в прямых экспериментах удалось только в 1953–1956 гг. в опытах Ф. Рейнеса и К.Л. Коузена [31].

В настоящее время известно три типа нейтрино: электронное ν_e , мюонное ν_μ и тау-нейтрино ν_τ , для каждого из которых существует античастица ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$). β^- -распад нейтрона и β^- -радиоактивных ядер сопровождается испусканием электронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ по схеме

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (4)$$

β^+ -распад β^+ -радиоактивных ядер сопровождается преобразованием одного из протонов ядра в нейтрон, позитрон и электронное нейтрино:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e \quad (5)$$

(первая схема в (5) носит условный характер, так как β^+ -распад свободного протона запрещен энергетически).

Нейтрино и антинейтрино всех типов участвуют только в слабом взаимодействии. Поэтому изучение процессов с участием нейтрино важно для построения теории именно этих слабых взаимодействий. Особо важную роль здесь играет изучение β^- -распада нейтрона, для которого известны точные значения матричных элементов, определяющих вероятность β^- -распада, что позволяет оценить константу β^- -распада нейтрона $\lambda_{\tau_n}^{00}$ из экспериментального значения времени жизни нейтрона τ_n и ядер с ($0^+ - 0^+$)-переходами.

β^- -распад по схеме (4) впервые наблюдался в 1948–1950 гг. практически одновременно в трех странах: в СССР, Канаде и США (см. раздел 4). Первые оценки времени жизни нейтрона дали $\tau_n = 10 - 20$ мин. Современное значение времени жизни нейтрона, усредненное по результатам многих экспериментов, равно $\tau_n = (887 \pm 1,6) \text{ с}$, но ввиду исключительной важности этого параметра предпринимаются все новые и новые попытки его уточнить.

Второй важный параметр, характеризующий β^- -распад нейтрона, — угловые корреляции между спином нейтрона S_n и импульсами электрона (p_e) и антинейтрино ($p_{\bar{\nu}}$). Для получения полной картины экспериментально изучаются четыре вида корреляций: $p_e p_{\bar{\nu}}$, $\sigma_n p_e$, $\sigma_n p_{\bar{\nu}}$ и $\sigma_n [p_e p_{\bar{\nu}}]$. Коэффициенты при каждой из трех первых корреляций также позволяют вычислить константу β^- -распада λ_c , а четвертая необходима для проверки Т-инвариантности. Обе константы ($\lambda_{\tau_n}^{00}$ и λ_c) в рамках (V-A)-варианта теории слабого взаимодействия должны быть равны, и, наоборот, их различие может свидетельствовать о необходимости введения в теорию небольшой примеси типа (V+A) ("правые токи") с далеко идущими последствиями (подробнее о векторном (V), аксиально-векторном (A) и других вариантах теории слабого взаимодействия см. раздел 5).

К 1990 г. точность измерения $\lambda_{\tau_n}^{00}$ и λ_c оказалась такова, что можно было предполагать небольшое различие между ними. Поэтому очевидна необходимость все более точного определения обеих констант, т.е. особо точного измерения времени жизни нейтрона τ_n и ядер с ($0^+ - 0^+$)-переходами и угловых корреляций между σ_n , p_e и $p_{\bar{\nu}}$. Кроме того, уточнение этих величин позволит заново оценить пределы возможных вкладов в теорию слабых взаимодействий S- и T-вариантов, совместимых с экспериментами по β^- -распаду нейтрона.

Еще одним важным параметром нейтрона является дипольный электрический момент d_n . Нейтрон не имеет

¹ В настоящее время эти взгляды получили дальнейшее развитие в модели СВМ-мешка (см. раздел 8.3).

электрического заряда, но согласно кварковой модели он состоит из трех заряженных кварков ($n = udd$, где $B_u = B_d = 1/3$, $q_u = (+2/3)|e|$, $q_d = (-1/3)|e|$). Поэтому, в принципе, можно допускать существование у нейтрона $d_n \neq 0$, тем более, что, как уже говорилось выше, нулевой заряд не мешает ему иметь значительный магнитный момент.

Важность знания величины d_n для теории связана с тем, что значение этого параметра является своеобразным "пробным камнем" для проверки Т-инвариантности различных взаимодействий и, в частности, поиска взаимодействия, ответственного за обнаруженное в 1964 г. нарушение Т-инвариантности в распаде К-мезонов. Согласно современной теории, конкретный механизм этого нарушения можно найти по значению d_n .

Неизменно сохраняется интерес теории к еще одному параметру нейтрона — его формфактору, который характеризует пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента. По современным представлениям оба они определяются распределением цветных u и d кварков в нейтроне.

Наконец, физиков всегда интересует всяческая экзотика (которая со временем может превратиться в физическую реальность). В данной статье мы решили отнести к ней электрический заряд и поляризуемость нейтрона, распад с нарушением сохранения барионного числа ($\Delta B = 1$) и нейтрон-антинейтронные осцилляции ($\Delta B = 2$). Все это, конечно, тоже очень важно для развития теории, поскольку связано с фундаментальными гипотезами о нарушении законов сохранения.

3. Ультрахолодные нейтроны

Эксперименты по исследованию свойств нейтрона, о которых мы говорили выше, невозможны без мощного источника нейтронов, каковым является ядерный реактор. Спектр нейтронов, испускаемых обычным ядерным реактором, активная зона которого содержит замедлитель (реактор на тепловых нейтронах), соответствует максвелловскому распределению по скоростям для данной температуры. При температуре $T = 300$ К энергия нейтронов, отвечающая наиболее вероятной скорости, равна $\varepsilon = kT = 0,025$ эВ, где $k = 0,862 \times 10^{-4}$ эВ град $^{-1}$ — постоянная Больцмана. Нейтроны, энергия которых близка к kT , называются тепловыми. Обычно границами области энергий для тепловых нейтронов считают $5 \times 10^{-3} - 0,5$ эВ. Нейтроны с энергией $\varepsilon < 5 \times 10^{-3}$ эВ (условно до $\sim 10^{-4}$ эВ) называются холодными, а с энергией $\varepsilon > 0,5$ эВ (условно до 10^4 эВ) — резонансными. За нижней границей области холодных нейтронов (ХН) находится область очень холодных нейтронов ОХН с условными границами $10^{-7} - 10^{-4}$ эВ и ультрахолодных нейтронов (УХН) с энергией порядка 10^{-7} эВ (табл. 1).

Легко видеть, что для успешного выполнения экспериментов, о которых мы собираемся подробно рассказывать, необходимы как можно более медленные нейтроны. Это очевидно из того, что свойства нейтрона, например, β -распад, изучаются во время его движения через экспериментальную установку, и, следовательно, желательно, чтобы он летел через нее, как можно дольше. Чем медленнее движется нейтрон, тем больше вероятность его распада внутри установки.

Первые эксперименты ставились на пучках тепловых нейтронов со скоростью 2200 м с $^{-1}$. Поэтому нейтрон находился в пределах установки обычных размеров (~ 20 см) около 10^{-4} с. И поскольку время жизни нейтрона $\tau_n \approx 10^3$ с, то вероятность его распада внутри установки крайне мала — 10^{-7} . Спрашивается, почему в пучковых экспериментах не использовались другие, более медленные, нейтроны, содержащиеся в энергетическом спектре? Ответ очень прост: их мало и извлечь трудно. Доля ХН, ОХН и УХН тем меньше, чем ниже энергия нейтронов, и для УХН составляет всего 10^{-11} . УХН образуются из тепловых нейтронов не в результате их дополнительного замедления, а в очень редком процессе единственного неупругого соударения, сопровождающегося потерей тепловым нейтроном практически всей его энергии [32].

В принципе, увеличить число нейтронов с $\varepsilon < 0,025$ эВ можно, пропустив пучок реакторных нейтронов через дополнительное замедляющее устройство — контейнер с жидким водородом ($T \approx 23 - 25$ К). Тогда в процессе дополнительной термализации реакторные нейтроны придут в новое тепловое равновесие при температуре жидкого водорода, вследствие чего максимум максвелловского спектра сдвинется в энергетическую область ХН, которые имеют среднюю скорость около $600 - 800$ м с $^{-1}$ (холодный источник).

Таким образом, в случае с ХН получается выигрыш из-за уменьшения скорости нейтронов без потери в плотности пучка. Кроме того, в спектре ХН уменьшится доля резонансных нейтронов, которые играют крайне вредную роль в некоторых случаях (см. раздел 4). Поэтому после первых экспериментов, сделанных с помощью тепловых нейтронов, экспериментаторы перешли к использованию ХН, и мы об этом тоже расскажем.

Однако ясно, что долю ОХН и тем более УХН таким способом поднять не удастся, так как для этого необходима совершенно недостижимая температура дополнительного замедлителя ($\sim 10^{-3}$ К для УХН). Поэтому выигрыш в скорости УХН ($v \approx 5$ м с $^{-1}$) по сравнению с "холодными" нейтронами использовать в пучковых экспериментах нельзя. Да и не так уж он велик, этот выигрыш. Все равно УХН буквально проскакивают через установку за время около $0,05$ с. Вот если бы нейтроны можно было бы совсем остановить в уста-

Таблица 1

Группа нейтронов	Энергия ε , эВ	Скорость v , м с $^{-1}$	Длина волны λ , Å
Резонансные	$0,5 - 10^4$	$3,8 \times 10^3 - 1,4 \times 10^6$	$2,86 \times 10^{-3} - 0,405$
Тепловые	$5 \times 10^{-3} - 0,5$	$9,8 \times 10^2 - 9,8 \times 10^3$	$0,405 - 4,05$
$(kT)_{300}$	0,025	$2,2 \times 10^3$	1,81
Холодные	$10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^2 - 9,8 \times 10^2$	$4,05 - 28,6$
Очень холодные	$10^{-7} - 10^{-4}$	4,4 - 140	28,6 - 904
Ультрахолодные (условно *)	$\sim 10^{-7}$	$\sim 4,4$	~ 900

* Точнее энергия УХН определяется свойствами материала, с которым они контактируют: $\varepsilon_{УХН} < E_b$ (см. табл. 2).

новке и ждать, пока они распадутся, тогда другое дело! Оказывается, это пожелание не такое уж фантастически несбыточное.

3.1. Основные свойства УХН

Замечательным свойством УХН является их способность испытывать полное внутреннее отражение от границы вакуум–вещество при любых углах падения. Другими словами, хотя УХН остановить нельзя, но их можно запереть внутри установки надолго, в идеале на всю их жизнь. И тогда измерение τ_n делается не труднее измерений, выполняемых с неподвижными радиоактивными мишенями.

Здесь нарисована идеальная картина. Конечно, прежде чем к ней удалось сколько-нибудь приблизиться, потребовались годы и годы напряженнейшей работы. Проследим, как развивались теоретические взгляды на свойства УХН, вспомним первые опыты с ними и обрисуем современную ситуацию.

УХН действительно обладают удивительными свойствами. Из-за исключительно малой скорости их дебройлевская длина волны $\lambda = h/mv$ равна 10^{-5} см, т.е. волновые свойства УХН должны проявляться при их взаимодействии не с отдельными атомами и тем более ядрами, характерные размеры которых равны соответственно 10^{-8} и 10^{-12} см, а с веществом в целом и определяться свойствами этого вещества как рассеивателя нейтронов. Такими свойствами являются концентрация ядер N и длина когерентного рассеяния нейтронов на связанном ядре b (для большинства веществ $b > 0$). В 1959 г. Я.Б. Зельдович показал [33], что УХН с энергией $\varepsilon < E_b$, где

$$E_b = \frac{h^2 N b}{2\pi m}, \tag{6}$$

должны отражаться от границы вещества с данными N и b независимо от угла падения и, следовательно, накапливаться в замкнутой полости, изготовленной из этого вещества ("нейтронная бутылка"). Соответствующая граничная скорость определяется формулой

$$v_b = \sqrt{\frac{2E_b}{m}} = \frac{h}{m} \sqrt{\frac{N b}{\pi}}. \tag{7}$$

В таблице 2 даны значения E_b и v_b для нескольких материалов, наиболее часто используемых в экспериментальной физике УХН.

Таблица 2

Материал	$E_b, 10^{-7}$ эВ	$v_b, \text{м с}^{-1}$
Al	0,55	3,2
Mg	0,605	3,36
Cu	1,72	5,7
C	1,94	6,1
Be	2,40	6,8
Fe	3,4 и 0,8	7,95 и 4,37
Co	1,66 и -0,488	5,56 и 0
Ni	2,806 и 2,074	7,23 и 6,21

Напомним, что по определению именно нейтроны с кинетической энергией $\varepsilon < E_b$ и называются ультрахолодными.

Понятия ε и E_b тесно связаны с представлением о показателе преломления n для вещества с параметрами N

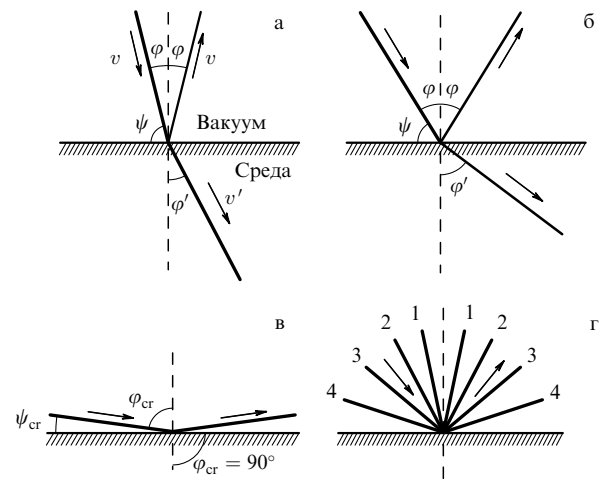


Рис. 1. Схема преломления нейтронной волны на границе вакуум–среда: v и v' — скорости нейтронов в вакууме и среде, φ — угол падения, φ' — угол преломления, ψ — угол скольжения. (а) $\varepsilon > E_b$, малые φ , (б) $\varepsilon > E_b$, средние φ , (в) $\varepsilon > E_b$, полное внутреннее отражение для $\varphi > \varphi_{cr}$, (г) $\varepsilon < E_b$, полное внутреннее отражение при любых углах φ .

и b по отношению к нейтронной волне. Это вытекает из следующего простого (но не очень строгого) рассуждения².

По аналогии с геометрической оптикой показатель преломления

$$n = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'} = \frac{\cos \psi}{\sin \varphi'} = \frac{v'}{v} = \frac{K'}{K}, \tag{8}$$

где φ — угол падения, φ' — угол преломления, ψ — угол скольжения, v, K и v', K' — скорости и волновые числа нейтронов в вакууме и среде (рис. 1). Отсюда

$$n^2 = \frac{v'^2}{v^2} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon - \bar{U}_{eff}}{\varepsilon} = 1 - \frac{\bar{U}_{eff}}{\varepsilon}, \tag{9}$$

где ε и ε' — кинетические энергии нейтрона в вакууме и среде, а \bar{U}_{eff} — средний эффективный отталкивательный потенциал, характеризующий взаимодействие нейтронов со средой, который естественно отождествить с E_b (УХН с $\varepsilon < E_b$ не может преодолеть барьер высотой \bar{U}_{eff} при любых углах падения). Тогда

$$n^2 = 1 - \frac{E_b}{\varepsilon}, \tag{10}$$

что после подстановки значения E_b из (6) дает

$$n^2 = 1 - \frac{h^2 N b}{\pi m^2 v^2} = 1 - \frac{\lambda^2 N b}{\pi}. \tag{11}$$

Проанализируем суммарное выражение

$$n^2 = \frac{\sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi'} = \frac{\cos^2 \psi}{\sin^2 \varphi'} = 1 - \frac{E_b}{\varepsilon} = 1 - \frac{\lambda^2 N b}{\pi}. \tag{12}$$

Поскольку нас интересуют только нейтроны с $\varepsilon \approx E_b$, очевидно, что для n^2 возможны два значения: $0 < n^2 < 1$

² Более строгое рассмотрение приведено, например, в [27].

при $\varepsilon > E_b$ и $n^2 < 0$ при $\varepsilon < E_b$ (мнимый коэффициент преломления). В соответствии с нашей оптической аналогией первый случай соответствует рис. 1а, б, в. При малых углах падения φ (рис. 1а) интенсивность отраженной волны должна быть очень мала (тонкая линия на рис. 1а), а преломленной — близка к максимальной. С ростом угла φ интенсивность отраженной волны растет, а преломленной падает (рис. 1б). Наконец, при некотором $\varphi = \varphi_{cr}(\varepsilon)$ угол преломления φ' достигнет значения $\varphi' = 90^\circ$ и интенсивность преломленной волны делается равной нулю, а отраженной — максимальной, т.е. наступит явление полного внутреннего отражения нейтронов от границы вакуум–среда, которое сохранится для всех углов $\varphi > \varphi_{cr}(\varepsilon)$ (рис. 1 в).

Из выражения (12) и рис. 1 в очевидно, что φ_{cr} и ψ_{cr} удовлетворяют условию

$$\sin \varphi_{cr} = \cos \psi_{cr} = n, \quad (13)$$

что для малых углов скольжения дает

$$\psi_{cr} \approx \sqrt{1 - n^2} = \sqrt{\frac{E_b}{\varepsilon}}, \quad (14)$$

т.е. с ростом энергии ψ_{cr} убывает по закону $1/v$ и для тепловых нейтронов равен примерно $10'$. Наоборот, при энергиях, близких к 10^{-7} эВ, например при $\varepsilon = 2(E_b) \approx 4 \times 10^{-7}$ эВ, когда $n^2 = 0,5$ и $\cos^2 \psi_{cr} = n \approx 0,7$, получим $\psi_{cr} \approx 45^\circ$.

Во втором случае ($\varepsilon < E_b$, $n^2 < 0$) независимо от угла падения получается бессмысленное выражение $\sin^2 \varphi' < 0$, которое можно интерпретировать как отсутствие эффекта преломления, т.е. как полное внутреннее отражение нейтронов от границы вакуум–вещество при любых углах падения (рис. 1г).

В 1960 г. В.В. Владимирский обратил внимание на то, что кинетическая энергия УХН (около 10^{-7} эВ) сравнима с энергией взаимодействия магнитного момента нейтрона $\mu_n = -1,91\mu_{\text{нук}} = 6,03 \times 10^{-8}$ эВ Тл $^{-1}$ с магнитным полем с индукцией $B = 2$ Тл [34]. Поэтому УХН можно удерживать вдали от стенок сосуда с помощью неоднородного магнитного поля с индукцией такого порядка ("магнитная бутылка"). В связи со сказанным очевидно, что для ферромагнетиков с индукцией насыщения B граничная энергия E_b может иметь два значения:

$$E_b = \frac{h^2 Nb}{2\pi m} \pm |\mu \mathbf{B}|. \quad (15)$$

Так, например, для железа $E_b^{(1)} = 3,4 \times 10^{-7}$ эВ, а $E_b^{(2)} = 0,8 \times 10^{-7}$ эВ (а для Со даже $E_b^{(2)} < 0$, см. табл. 2).

Проиллюстрируем роль добавочной граничной энергии $\pm |\mu \mathbf{B}|$ на примере получения поляризованных тепловых нейтронов методом отражения от кобальтового зеркала. В этом случае согласно формуле (14) критический угол скольжения для $E_b^{(1)}$ (Со) равен

$$\psi_{cr}^{\text{Co}} = \sqrt{\frac{E_b^{(1)}}{\varepsilon_{\text{тер}}}} = \sqrt{\frac{1,66 \times 10^{-7}}{2,5 \times 10^{-2}}} = 2,58 \times 10^{-3} \text{ рад} \sim 9'. \quad (16)$$

Ясно, что под таким углом будут отражаться нейтроны только с одним из двух возможных направлений спина (магнитного момента), так как для другого направления $E_b^{(2)}$ (Со) < 0 и соответствующие нейтроны не отразятся от зеркала, а пройдут сквозь него или поглотятся в нем.

При получении формулы (15) неявно предполагалось, что нейтрон движется в горизонтальной плоскости, например по горизонтально расположенному нейтроноводу. Если, однако, по условиям эксперимента нейтроны могут двигаться вверх (вниз), то их кинетическая энергия будет уменьшаться (возрастать) из-за гравитационного взаимодействия (см. раздел 8.1). Очевидно, что для нейтронов с данной (фиксированной) начальной энергией это эквивалентно появлению еще одного слагаемого в выражении для граничной энергии, которое увеличивает (уменьшает) ее на mgH , где g — ускорение свободного падения, H — изменение высоты. При измерении высоты в метрах для mg надо брать значение $1,03 \times 10^{-7}$ эВ.

Таким образом, окончательное выражение для E_b выглядит так:

$$E_b = \frac{h^2 Nb}{2\pi m} \pm mgH \pm |\mu \mathbf{B}|, \quad (17)$$

где знак плюс (минус) при гравитационном члене соответствует движению вверх (вниз). В результате вместо формулы (11) для показателя преломления нейтронов с фиксированной начальной энергией получим

$$n^2 = 1 - \frac{h^2 Nb}{\pi m^2 v^2} \pm \frac{2gH}{v^2} \pm 2 \frac{|\mu \mathbf{B}|}{mv^2}, \quad (18)$$

где знак минус (плюс) при гравитационном члене соответствует движению вверх (вниз). В данном случае фиксированность энергии нейтронов видна из структуры самой формулы (во всех членах стоит одно и то же значение v^2).

3.2. Первые опыты с УХН

В первые годы исследования УХН для выделения их из спектра реакторных нейтронов использовались изогнутые в горизонтальной плоскости трубы (нейтроноводы), изготовленные из материала с достаточно высокой граничной энергией E_b . В этом случае УХН с $\varepsilon < E_b$ пойдут по трубе, следуя ее изгибам, а более быстрые нейтроны пройдут прямо через стенки трубы (или поглотятся в них).

Для улучшения параметров пучка УХН на входе в нейтроновод устанавливался небольшой охлаждаемый (обычно водородсодержащий) замедлитель — конвертер. Некоторые нейтроны из числа попадающих в конвертер могут, испытав неупругое рассеяние, потерять в нем настолько большую долю энергии, что превратятся в УХН и выйдут с его поверхности в нейтроновод. Таким образом, источником УХН становится плоский, тонкий (порядка длины свободного пробега) поверхностный слой конвертера, что было удобно для экспериментаторов. При этом очевидно, что граничная энергия конвертера E_b^c должна быть меньше граничной энергии нейтроновода E_b^n , так как ε УХН, вылетающих из конвертера, возрастает при пересечении его поверхности на E_b^c ³.

³ Барьер высоты $U_{\text{эф}} = E_b$ существует и для нейтронов, вылетающих из вещества в вакуум. Поэтому применение конвертеров с низким значением $E_b < E_b^n$ особенно важно при использовании горизонтальных нейтроноводов, в которых отсутствует эффект гравитационного торможения ХН и УХН реакторного источника (могущих иметь $E_b > E_b^n$).

Первые эксперименты по выведению УХН из реактора с помощью изогнутых труб, применению конвертера и доказательству существования эффекта удержания УХН (до 30 с) в установке были выполнены в 1968–1970 гг. группой Ф.Л. Шапиро [35–38]. В последующих работах этой группы [39–41] были изучены различные конструкции конвертеров (в том числе с охлаждением), использован нейтроновод с поворачивающимся вокруг горизонтальной оси коленом (для изменения спектра УХН за счет гравитационного взаимодействия), исследован выход УХН на пучках различных реакторов, в том числе высокопоточного, и др. В этих работах время удержания УХН удалось довести до 250 с [40]. Обзор ранних работ дан в [32].

Другой способ изучения свойств очень медленных нейтронов был осуществлен в 1969–1971 гг. в Мюнхене (ФРГ) А. Штейерлом [43, 44], который соорудил длинный (11 м), слегка изогнутый ($R = 35$ м), вертикальный канал. Очевидно, что в таком канале энергия нейтронов должна уменьшаться с высотой, достигая на самом вершине значений, типичных для УХН.

В 1976 г. А.В. Антонов и др. показали [45], что кроме нейтроноводов УХН можно транспортировать с места на место непосредственно в "бутылке". Только при этом надо действовать сугубо осторожно, не сообщая, по возможности, ей ускорения, из-за которого нейтроны могут приобрести добавочную энергию и частично "выплеснуться" из закупоренной бутылки через ее стенки.

Упомянутая выше идея магнитного удержания УХН [34] была впервые экспериментально проиллюстрирована в 1976 г. в работах Ю.Г. Абова и др. [46] и Ю.Ю. Косвинцева и др. [47], в которых сосуд для хранения УХН окружался снаружи катушками с током ~ 1000 А. Время удержания в этих первых опытах было невелико, но уже в 1981 г. его удалось довести до 140 с [48], а в 1983 г. — до 300 с [49].

3.3. Современные методы получения и исследования УХН

Получение пучков УХН высокой плотности на высокопоточных исследовательских реакторах основано на использовании интенсивных источников ХН, из которых УХН извлекаются либо непосредственно, либо косвенно — путем спектрального преобразования ХН в УХН [50]. Источником ХН обычно является небольшой (~ 1 л) объем дополнительного замедлителя, охлажденного до криогенных температур и помещенного в область реактора с максимальным потоком тепловых нейтронов. Принцип его работы был описан в начале раздела 3. Доля УХН в спектре ХН примерно на два порядка выше, чем в спектре тепловых нейтронов и составляет около 10^{-9} .

Исследования различных замедлителей, проведенные в Гатчине [51], показали, что их эффективность в качестве источников УХН повышается с заменой H_2 на D_2 и еще лучше на смесь 40 % H_2 + 60 % D_2 , а также с понижением температуры ниже точки кипения жидкости. Толщина замедлителя в холодном источнике (~ 10 см) обычно недостаточна для полной термализации нейтронов при новой температуре, но это не сказывается заметным образом на эффективности образования УХН, потому что добавочный замедлитель холодного источника ведет себя подобно описанным

выше конвертерам, испускающим УХН из тонкого поверхностного слоя.

Изучение способов извлечения УХН из холодного источника показало, что в случае как прямого, так и косвенного способа получения УХН предпочтительнее использовать вертикальную схему вывода. Опыт использования нейтроноводов различных конструкций привел к заключению, что нейтроны при горизонтальном выводе встречают на своем пути больше различных конструктивных препятствий типа "окошек" и др., чем при вертикальном. Кроме того, в связи с гравитационным торможением нейтронов при их движении вверх вертикальное расположение нейтроновода приводит к уменьшению числа отражений, а следовательно, и потерь.

Для эффективной работы нейтроновода как проводника ХН, ОХН и УХН к месту их использования очень важен материал, из которого он сделан, и качество его поверхности. Одним из лучших материалов является немагнитный сплав ^{58}Ni с Mo , примененный в Гатчине [51, 52]. Этот сплав имеет очень высокую граничную скорость $v_b = 7,8$ м s^{-1} и благоприятные металлургические свойства. Кроме того, немагнитные материалы лучше магнитных благодаря отсутствию диффузного рассеяния на магнитных доменах. Не меньшее значение имеют результаты, полученные путем улучшения качества поверхностей чисто металлических зеркал и труб, сделавшиеся возможными благодаря использованию техники копирования [53], развитой в Гархинге и Гренобле. Эта техника позволяет переносить микроскопическую плоскостность стеклянной поверхности на металл.

Прежде чем перейти к описанию конкретных современных установок для получения и исследования УХН, остановимся вкратце на некоторых общих принципах, которых придерживаются при их конструировании.

Из-за полного внутреннего отражения и роста сечений реакций для медленных нейтронов по закону $1/v$ УХН не могут проходить через конструктивные материалы, например вылетать из глубин холодного источника. Поэтому для эффективного использования УХН они должны рождаться из более быстрых нейтронов непосредственно вблизи экспериментального устройства или в нейтроновоме. Такую возможность, как уже довольно очевидно из сказанного ранее, можно обеспечить применением вертикальных (или слегка отклоняющихся от вертикали) нейтроноводов, преобразованием ХН в УХН с помощью специальных устройств и использованием охлажденных конвертеров. Наконец, для накопления УХН можно использовать описанный в разделе 3.1 принцип магнитного удержания.

3.4. Некоторые конкретные установки

3.4.1. Установка (рис. 2) для получения УХН и поляризованных ХН на реакторе ВВР-М Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ) в Гатчине [51]. Источником холодных нейтронов служит сосуд с жидким водородом объемом ~ 1 л, погруженный в центр активной зоны реактора, где плотность потока тепловых нейтронов равна $(1,5-2) \times 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Нагрев криогенного устройства был сведен до приемлемого уровня (2 кВт) с помощью свинцовой защиты, окружающей источник.

Вертикальный нейтроновод для получения поляризованных ХН оборудован соленоидом для подмагничивания Со-зеркал, штормкой, перекрывающей пучок, и флип-

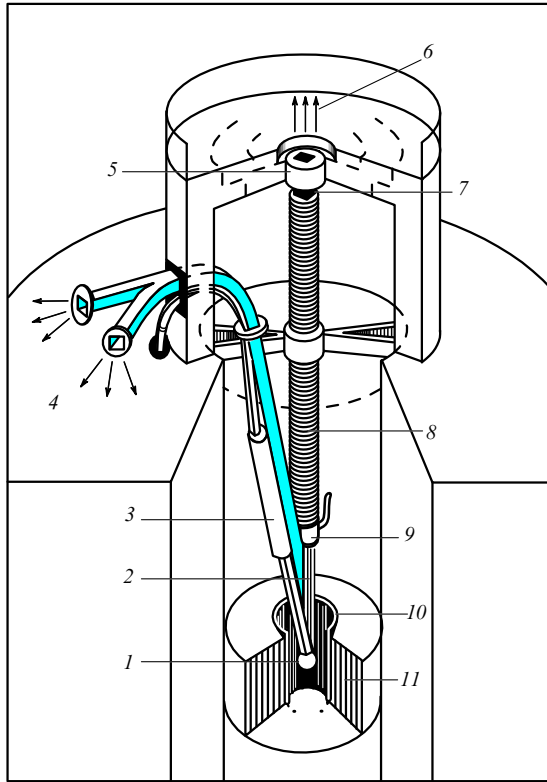


Рис. 2. Схема источника УХН и поляризованных ХН на реакторе ВВР-М в Гатчине: 1 — жидководородный источник, 2 — фольговый разделитель ХН и УХН, 3 — H₂-теплообменник, 4 — УХН, 5 — флиппер, 6 — поляризованные ХН, 7 — шторка из ⁶Li, 8 — соленоид, 9 — водяной затвор, 10 — свинцовая защита, 11 — активная зона реактора.

пером для переворота спина нейтрона. Плотность потока поляризованных нейтронов равна $6 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, полное сечение пучка $12 \times 4 \text{ см}$. УХН извлекаются из холодного источника с помощью второго нейтронвода (слегка отклоняющегося от вертикали), который расщепляется на конце на два рукава сечением по 40 см^2 каждый. Вблизи от своей верхней части нейтронвод сильно изогнут ($R = 1 \text{ м}$) для отбора нейтронов со скоростями ниже 18 м с^{-1} . Максимальный выход УХН был получен при заполнении источника ХН жидким D₂ при температуре 17 К. Селективный отбор УХН проводился методом времени пролета при открытой и закрытой шторке.

3.4.2. Турбинный источник УХН на высокотемпературном реакторе Института Лауэ–Ланжевена (ILL) в Гренобле. Схема турбинного источника изображена на рис. 3а, позаимствованного из работы [50]. Здесь в качестве холодного источника используется вертикально расположенный сосуд с жидким D₂, в горло которого вставлен вертикальный нейтронвод для проведения ОХН от холодного источника к нейтронной турбине. В турбине пучок нейтронов, имеющих скорость 50 м с^{-1} , преобразуется в интенсивный пучок УХН. Идея преобразования [54] заключается в использовании многократного полного отражения нейтронов от полукруглых цилиндрических "лопастей", смонтированных на ободе турбинного диска диаметром 1,7 м и имеющих линейную скорость

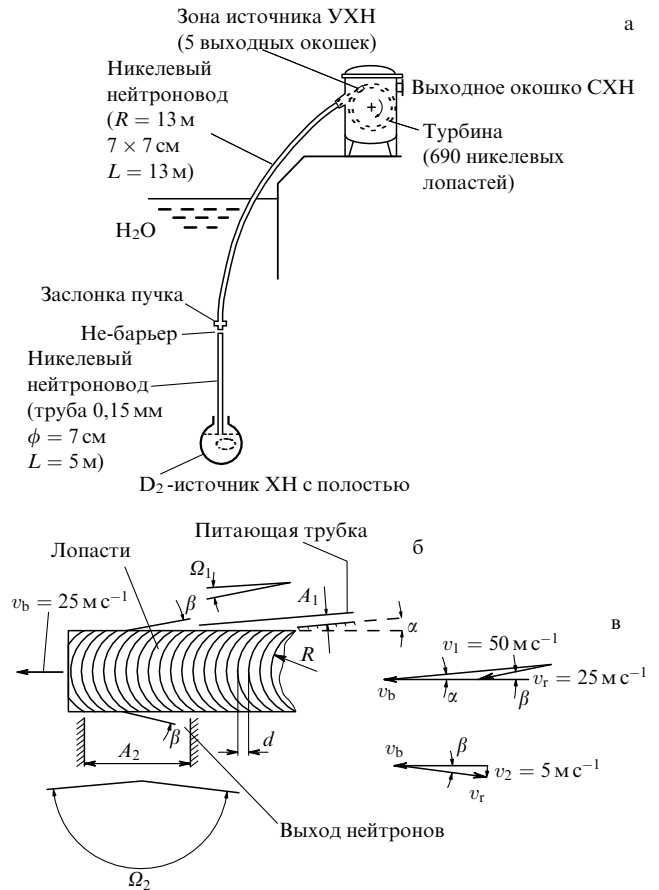


Рис. 3. Турбинный источник УХН на реакторе в ILL: (а) общая схема источника; (б) идея преобразования ХН в УХН ($A_{1,2}$ и $\Omega_{1,2}$ — сечения и угловые апертуры первичного и конечного пучков, $d = 7 \text{ мм}$); (в) векторная диаграмма скоростей: v_1 — первоначальная скорость ХН, v_b — линейная скорость лопастей, v_r — скорость отраженных ХН, v_2 — скорость УХН.

25 м с^{-1} в направлении движения нейтрона (рис. 3б). В этом случае в системе координат, связанной с лопастью, скорость нейтрона равна 25 м с^{-1} и направлена в ту же сторону. После примерно 10 последовательных отражений нейтрон, сохранив абсолютное значение скорости, полетит в той же системе координат против движения лопасти, т.е. делается в лабораторной системе координат ультрахолодным (рис. 3в). УХН выходят из турбины примерно перпендикулярно ее плоскости широкорасходящимся (до 2π) пучком.

3.4.3. Гравитационный спектрометр. Свойство нейтронов терять энергию при движении вверх и, наоборот, приобретать ее при движении вниз было использовано в 1977 г. А. Штейерлом совместно с Шехенхофером для создания гравитационного спектрометра [55].

Схема устройства гравитационного спектрометра изображена на рис. 4. УХН выходят из источника И (нейтронной турбины), поднимаются по наклонному нейтронводу НН до зеркала Z_1 , проходят через входной коллиматор ВК, формирующий горизонтальный пучок УХН со скоростью $v = 3 \text{ м с}^{-1}$, спускаются по параболическим траекториям до системы зеркал $Z_2 - Z_4$, поднимаются к приемному коллиматору ПК и после отражения от зеркала Z_5 набирают скорость в вертикальном

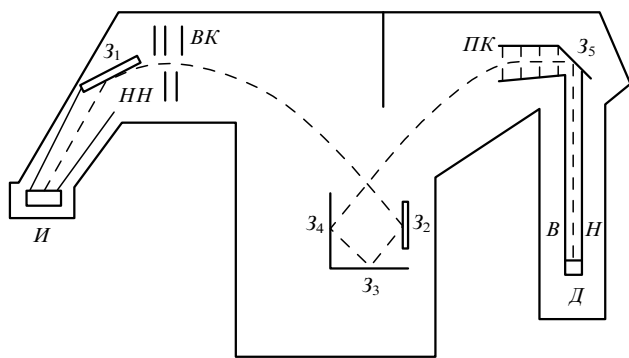


Рис. 4. Схема гравитационного спектрометра: *И* — источник УХН, *НН* — наклонный нейтроновод, *З₁₋₅* — зеркала, *ВК* — входной коллиматор, *ПК* — приемный коллиматор, *ВН* — вертикальный нейтроновод, *Д* — детектор.

нейтроноводе *ВН*. Детектором *Д* УХН служит ВФ₃-счетчик с тонким алюминиевым окошком. Вертикальный нейтроновод (вместе с коллиматором, зеркалом *З₅* и детектором) может перемещаться в вертикальном направлении для изменения энергии УХН. Разрешающая способность монохроматора 3×10^{-9} эВ. С его помощью были изучены отражение УХН от стеклянного зеркала, дифракция на решетке с числом штрихов 1000 на 1 мм и зонной пластинке, интерференция при отражении от тонких пленок. Возможность использования световой оптики объясняется тем, что длина волны УХН всего в 5–10 раз короче средней длины волны светового диапазона.

3.4.4. Магнитное накопительное кольцо. В 1977 г. в Боннском университете К.Дж. Кюглер и др. [56] построили магнитное накопительное кольцо в виде тора диаметром 1,2 м. Неоднородное магнитное поле, возрастающее от оси к краям, создавалось сверхпроводящими магнитами с максимальной напряженностью 0,35 Тл. Магнитное поле удерживает нейтроны с определенной поляризацией.

В конце 1977 г. накопительное кольцо было установлено на реакторе в Гренобле. Нейтроны из реактора периодически инжектировались в кольцо, а нейтроны, накопленные в нем, детектировались ³He-счетчиком, который тоже периодически вдвигался туда. Установка была предназначена для измерения τ_n и d_n (см. разделы 4 и 6). В 1985 г. та же группа авторов построила более совершенное накопительное кольцо NESTOR [57], на котором было достигнуто рекордное время удержания УХН (75 мин) и получено одно из точных значений τ_n [58] (подробнее см. раздел 4.2.2).

3.5. Проблема утечки УХН при их хранении и первые успехи в ее решении

Благодаря свойству полного внутреннего отражения при всех углах падения УХН, попадая в замкнутый объем, должны в нем накапливаться. Время хранения УХН определяется их малым поглощением в среде при соударениях со стенками (УХН проникает в среду на глубину порядка длины волны λ), т.е. очень большим числом отражений, которое, по теоретическим оценкам, равно $10^3 - 10^5$. Поэтому для больших сосудов и очень медлен-

ных УХН ($\varepsilon < 10^{-7}$ эВ) время хранения должно составлять многие тысячи секунд.

Как уже отмечалось выше, впервые наличие эффекта хранения было экспериментально доказано в работах 1968 г. Ф.Л. Шапиро с сотрудниками [35, 36]. В его опытах использовался поток УХН плотностью 3×10^{-4} см⁻² с⁻¹. Полученное время хранения (30 с) было рекордным для первых опытов, но все же оказалось примерно в 100 раз меньше теоретического.

В принципе, причинами потерь УХН могли быть поглощение, утечка через щели, особенности отражения от шероховатых поверхностей, неупругое рассеяние и т.п. Борьбе с этими и другими возможными причинами потерь УХН было посвящено множество работ (про травливание, электрополировка, обезжиривание и спецпокрытие нейтроноводов, усовершенствование конвертеров, улучшение вакуума и др.), но все они приводили лишь к частичному успеху. И хотя уже довольно скоро время хранения УХН было доведено до 250 с [40], проблема аномально больших потерь еще долго продолжала мучить физиков, пока не удалось показать, что они связаны с наличием трудно удаляемых водородсодержащих загрязнений на стенках сосудов. В частности, именно такое заключение можно сделать, анализируя результаты дубненских экспериментов А.В. Стрелкова и М. Хетцельта (1977 г.), в которых было показано примерное совпадение кривой хранения УХН в сосуде и кривой регистрации тепловых нейтронов за его стенками [59]. По-видимому, часть УХН в результате неупругого соударения с водородом нагревается до тепловой энергии, проходит через стенки сосуда и регистрируется внешними счетчиками. Количество водорода, находящегося на поверхности вещества, как показали прямые опыты по его обнаружению, достаточно для существования предположенного эффекта.

От водорода на поверхности стенок пытались избавиться разными способами: отжигом поверхности сосуда или очисткой ее ионной бомбардировкой, напылением на нее свежего вещества или дейтерированием. В 1982 г. группой В.И. Морозова (НИИАР) в сосуде со стенками, покрытыми тяжеловодным льдом, впервые удалось достичь времени хранения нейтронов 920 ± 40 с, которое сравнимо с временем их жизни [60]. С этого момента можно считать проблему аномальных потерь УХН в основном решенной⁴. В 1989 г. плотность потока УХН на реакторе ILL в Гренобле была доведена до $2,6 \times 10^4$ см⁻² с⁻¹, что в 10^8 раз превышает значение плотности потока в первых опытах, а время хранения УХН достигло 60 мин. Этому результату группе В. Мампе удалось достичь при использовании для хранения УХН сосуда со стенками, покрытыми маслом на основе фтористых соединений (не содержащих водорода) [62] (см. раздел 4.2.1). Мы уже упоминали о другом рекордном времени хранения (75 мин), полученном на накопительном кольце NESTOR [58]. В этом случае потери УХН возможны из-за их деполяризации, нагревания при акустическом "дрожании" поля и утечки у краев ловушки (подробнее см. раздел 4.2.2).

⁴ На самом деле в вопросе хранения УХН еще остались неразрешенные загадки, так как потери УХН наблюдаются и при очень низких температурах, когда ни одной из перечисленных выше причин (в том числе "нагреванием" УХН при соударении с водородом) объяснить их нельзя [61]. Подробнее см. раздел 9.1.

4. Время жизни нейтрона τ_n

Свободный нейтрон является простейшим ядром с $Z = 0$. При этом разность масс нейтрона и протона, а также законы сохранения барионного и лептонного зарядов позволяют нейтрону превратиться в протон: $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$. Это уникальный случай β -распада, когда полулептонный процесс не искажен влиянием нуклонов ядра и слабое взаимодействие проявляется в наиболее чистом виде. Поэтому экспериментальные исследования распада свободного нейтрона начались с момента появления интенсивных источников нейтронов, и интерес к ним не ослабевает до последних дней.

Как уже говорилось в разделе 2.4, первые измерения фундаментальной характеристики β -распада — времени жизни нейтрона были выполнены в трех лабораториях: группой Снелла в Ок-Ридже [63, 64], группой Робсона в Чок-Ривере [65, 66] и группой П.Е. Спивака в Москве [67]. Их результаты имели скорее качественный характер, но уже в 50-х годах была получена точность лучше 10%. К настоящему времени выполнено около 30 измерений времени жизни нейтрона, а точность последних измерений составляет 0,3%.

Имеется два кардинально отличающихся типа экспериментов. В одном время жизни определяется по появлению продуктов распада нейтрона в выходящем из реактора пучке нейтронов, в другом — по убыванию числа УХН, хранящихся в замкнутом объеме. Каждый из типов имеет свои специфические трудности, так что согласованность их результатов может служить гарантией отсутствия методических ошибок.

4.1. Пучковый метод определения τ_n

4.1.1. Сущность метода. Определение времени жизни τ_n в пучковых экспериментах требует двух независимых абсолютных измерений: измерения количества нейтронов N в заданной области пучка и измерения количества распадов нейтрона (dN/dt) в ней. Время жизни находится из отношения $\tau_n = N/(dN/dt)$.

Акты распада нейтрона регистрируют по появлению электронов или протонов распада. Лучшие точности измерения времени жизни получены при регистрации протонов. Это связано с большим различием масс электрона и протона. Поскольку интервал спектров импульсов продуктов распада одинаков, то из-за этого различия интервал спектра энергий протонов (0–751 эВ) на три порядка уже интервала спектра энергий электронов (0–782 кэВ). При регистрации электронов неизбежна отсечка низкой энергии спектра, и поэтому точность определения dN/dt зависит от точности калибровки этой отсечки и от ее стабильности. В случае протонов такой проблемы нет, так как из-за низкой энергии их приходится ускорять до 20–30 кэВ для регистрации, что делает протоны практически моноэнергетическими.

Регистрация протонов предпочтительнее также с точки зрения фона эксперимента. Основу фона детектора протонов составляет счет электронов, порожденных рассеянными γ -квантами и нейтронами. Низкая начальная энергия протонов дает возможность надежно измерить скорость счета электронов благодаря тому, что малое электрическое поле позволяет запретить регистрацию протонов, не изменяя электронную долю фона. Такое отключение невозможно при регистрации электронов, так как они неотличимы от фона.

4.1.2. Геометрический отбор продуктов распада. Классический пример пучкового эксперимента — измерение времени жизни нейтрона с регистрацией протонов распада, выполненное в 1978 г. под руководством П.Е. Спивака [68, 69]. На рисунке 5 изображена схема эксперимента. Через вакуумную камеру 1 проходит пучок нейтронов 2. Коллиматор 4 с двумя диафрагмами 3 и 5 выделяет область пучка, из которой отбираются регистрируемые протоны распада. Электростатический фильтр из трех сеток 6 позволяет управлять их прохождением к детектору. Вся эта система вместе с полусферой 7а находится под напряжением 25 кВ, ускоряющим и фокусирующим протоны через полусферическую сетку 7б на детектор протонов 8. Проницаемость сеток η была определена с точностью долей процента по пропусканию α -частиц. Скорость счета протонов dN_p/dt регистрировалась пропорциональным счетчиком. Узкая апертура коллиматора 4 гарантировала фокусировку всех выделяемых протонов на окно счетчика.

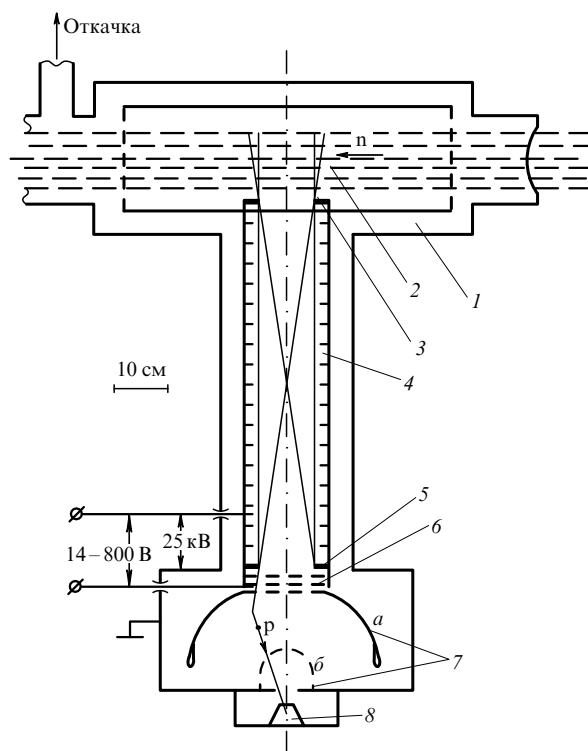


Рис. 5. Схема эксперимента [69]: 1 — вакуумная камера, 2 — пучок нейтронов, 3, 5 — диафрагмы, 4 — коллиматор, 6 — электростатический фильтр, 7а — полусфера, 7б — полусферическая сетка, 8 — детектор протонов.

Фон протонного детектора составлял 20% счета протонов распада. Электронная составляющая фона измерялась при напряжении +800 В, поданном на сетку 6 для запираания протонов. Заметную долю фона могли составить ионы H_1^+ низкой энергии, рожденные на стенках камеры γ -квантами и быстрыми нейтронами. Их удалось запретить напряжением 14 В, подаваемым на сетку 6 во время эксперимента. Самым неприятным оказался фон от протонов распада, рассеянных от стенок камеры. Он учитывался расчетом.

Плотность нейтронов в сечении пучка Q была определена по активации золотой фольги. Абсолютное

значение активности измерялось методом 4 π -геометрии для регистрации $\beta\gamma$ -совпадений. Выбор золота связан с хорошо известным сечением активации и высокой чистотой. Изменение потока нейтронов в течение эксперимента мониторировалось высокостабильной камерой деления.

Размер области пучка, из которой коллиматор выделял протоны распада, и выделяемый телесный угол их вылета учитывались в коэффициенте эффективности наблюдения ϵ .

Эксперимент проводился на реакторе ИР-8 ИАЭ им. И.В. Курчатова. Максвелловский спектр скоростей нейтронов из-за неполной термализации содержал заметное число нейтронов в области резонансных энергий.

Время жизни нейтрона вычислялось по формуле $\tau_n = \epsilon\eta Q / (dN_p/dt)$. Оно составило $\tau_n = 891(9)$ с. Основной вклад в ошибку внесли неточность учета вклада резонансного захвата золотом нейтронов при энергии 4,8 эВ и неопределенности расчета фона протонов распада, рассеянных в камере.

П.Е. Спивак рассчитывал повысить точность в 2–3 раза. Он подготовил установку к проведению нового измерения на пучке, очищенном с помощью нейтронвода от нейтронов резонансных энергий, и ввел небольшие конструктивные изменения для подавления счета рассеянных в камере протонов. К сожалению, это измерение он не успел провести.

4.1.3. Собираение продуктов распада с помощью полей.

Одна из главных проблем прецизионного измерения времени жизни нейтрона — учет фона при регистрации событий распада. Даже в самых оптимальных условиях средний интервал между ними больше миллисекунды, в то время как для регистрации каждого события достаточно микросекунды. Таким образом, 99,9 % времени измерения занято регистрацией фона.

Эффективный способ подавления счета фона применен в эксперименте [70], разработанном в Сассекском университете под руководством Дж. Берна и проведенном в ИЛЛ (Гренобль) англо-американской группой физиков.

С помощью сочетания магнитного и электрического полей в области пучка была образована ловушка протонов. Родившиеся в ней протоны распада двигались вдоль силовых линий, навиваясь на них по спирали, а

область их движения была ограничена электростатическими зеркалами, запирающими ловушку с обеих сторон. Сверхпроводящий магнит создавал в районе пучка однородное магнитное поле 5 Тл, что обеспечивало диаметр спирали не более 1 мм. Ловушка запиралась полем 1 кВ.

Регистрация протонов разбивалась на два этапа. Сначала в течение времени ожидания $T \approx 10$ мс ловушка была закрыта и появившийся протон хранился в ней. Затем одно из отражающих полей на время $t \approx 100$ мкс отключалось и хранящийся протон высасывался на кремниевый поверхностно-барьерный детектор, находившийся под потенциалом -30 В. Такой режим позволял подавить фон примерно в 100 раз. Чтобы избежать нелинейных эффектов от наложения большого числа импульсов при регистрации, время ожидания подбиралось так, что вероятность нахождения в ловушке трех протонов одновременно была пренебрежимо мала.

Измерения проводились на пучке, выведенном с помощью изогнутого нейтронвода из жидководородного источника холодных нейтронов реактора в ИЛЛ. В этом пучке практически отсутствовали быстрые нейтроны и γ -кванты, обычно служащие источником фона детекторов. В итоге фон в эксперименте составил 0,2 % от счета протонов распада.

Схема устройства показана на рис. 6. Изменяя распределение потенциалов кольцевых электродов, охватывающих пучок (всего их было 16), можно было изменять длину L ловушки, что позволило контролировать точность расчета ее объема.

Одновременно велось измерение плотности нейтронов в пучке. Для этого на пути пучка после ловушки располагалась тонкая мишень из ^{10}B и в точно определенном телесном угле велся счет α -частиц, возникающих в реакции (n, α) . Прецизионное измерение параметров мишени было выполнено в Центральном бюро ядерных измерений (Гиль, Бельгия).

Время жизни определялось отношением количеств α -частиц N_α и протонов N_p , зарегистрированных за время измерения, отношением эффективностей регистрации протонов (ϵ_p) и регистрации тепловых нейтронов по α -частицам из мишени ^{10}B (ϵ_0), а также временем пролета нейтроном ловушки протонов (L/v_0), где $v_0 = 2200$ м с $^{-1}$: $N_\alpha \epsilon_p L / (N_p \epsilon_0 v_0)$ [71]. Статистическая и методическая погрешности полученного значения $\tau_n = 893,6(5,3)$ с были

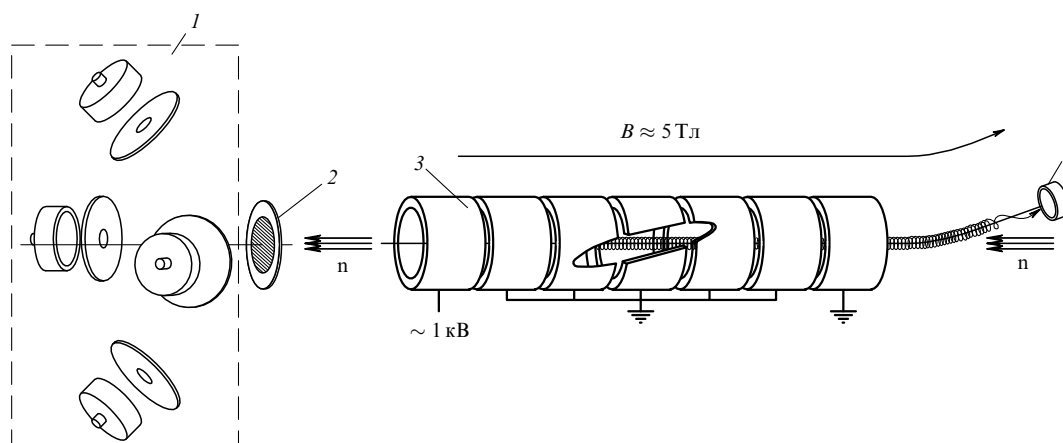


Рис. 6. Схема эксперимента [70]: 1 — детектор α -частиц, 2 — ^{10}B -мишень, 3 — кольцевые электроды (всего их 16), 4 — детектор протонов.

практически одинаковы, а главный вклад в последнюю был обусловлен точностью определения параметров мишени из ^{10}B .

Возможности эксперимента далеко не исчерпаны. Дж. Берн продолжает исследования распада нейтрона в LL, а американская часть группы, продублировав установку, продолжает измерение времени жизни в Вашингтоне.

4.1.4. Регистрация электронов распада. Точность, полученная в экспериментах с регистрацией электронов распада [72–74], уступает точности экспериментов с регистрацией протонов (см. табл. 3 в разделе 4.3). Особенности постановки экспериментов [73, 74] рассмотрены ниже в связи с описанием измерений электронно-спиновой корреляции.

4.2. Определение τ_n методом хранения УХН

Если в начальный момент времени в некотором объеме, где созданы условия для хранения УХН, изолировать N_0 нейтронов, то со временем их количество будет убывать по закону $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_s)$, где τ_s — время хранения УХН в данном объеме. Отсюда следует, что для определения τ_s достаточно сделать два измерения $N(t)$ при двух значениях t_1 и t_2 :

$$\tau_s = \frac{t_2 - t_1}{\ln N(t_1) - \ln N(t_2)}. \quad (19)$$

В случае удержания с помощью магнитного поля для узкой группы векторов скорости нейтронов можно создать условия, когда других потерь, кроме β -распада, нет и время хранения нейтронов совпадает с временем их жизни: $\tau_s = \tau_n$. При использовании вещественных стенок дополнительные потери УХН имеются принципиально. В этом случае полная вероятность потерь ($\Theta_s = 1/\tau_s$) определяется суммой вероятности распада нейтрона ($\Theta_n = 1/\tau_n$) и вероятности утечки УХН при хранении ($\Theta_l = 1/\tau_l$):

$$\Theta_s = \Theta_n + \Theta_l \equiv \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_l}. \quad (20)$$

Чтобы на основании измерения времени хранения УХН найти время жизни нейтрона, требуется либо подавить утечку до пренебрежимо малого уровня, либо учесть ее с достаточной точностью.

4.2.1. УХН в ловушках с вещественными стенками.

Мнимый коэффициент преломления для нейтронов с энергией ниже E_b (см. формулу (12)) означает, что внутри вещества нейтронная волна не может распространяться, а экспоненциально затухает в его тонком слое. Взаимодействие с веществом в этом слое приводит к потерям нейтронов из-за их утечки. Такая утечка особенно велика при наличии в слое водорода. Он имеет большое сечение рассеяния, при котором УХН переходят в область тепловых скоростей и свободно уходят сквозь стенки сосуда (см. раздел 3.5).

Если сосуд вакуумирован, так что утечка нейтронов происходит только из-за соударений со стенками, то ее вероятность пропорциональна частоте соударений и может изменяться путем изменения конфигурации сосуда. Величину утечки можно охарактеризовать расчетным фактором γ , пропорциональным частоте соуда-

рений. Экстраполяция значений времени хранения, измеренных при разных γ , к его значению при $\gamma = 0$ исключает вклад утечки и позволяет получить время жизни.

В 1989–1993 гг. были опубликованы результаты трех экспериментов, выполненных с использованием интенсивных источников УХН, в которых получена точность $\sim 0,3\%$. В каждом из них были найдены свои методические приемы, обеспечившие высокую точность учета утечки УХН.

Первым из них был эксперимент франко-англо-немецкой группы, лидером которой был В. Мампе [62]. Они использовали сосуд хранения в виде вакуумированного прямоугольного ящика $30 \times 40 \times 60$ см со стеклянными стенками, покрытыми слоем вязкого, не содержащего водорода масла FOMBLIN (рис. 7а). Это масло имеет низкую вероятность утечки УХН $\mu(v) = (2-3) \times 10^{-5}$ на соударение и высокую граничную скорость $4,55 \text{ м с}^{-1}$. Кроме того, масляное покрытие закрывало возможные щели, что позволило применить подвижную стенку для изменения объема сосуда.

Источником УХН служила турбина (см. раздел 3.4.2). Поступающие из нее нейтроны заполняли сосуд до стандартной плотности. Затем клапан напуска закрывался, а через время выдержки t открывался клапан

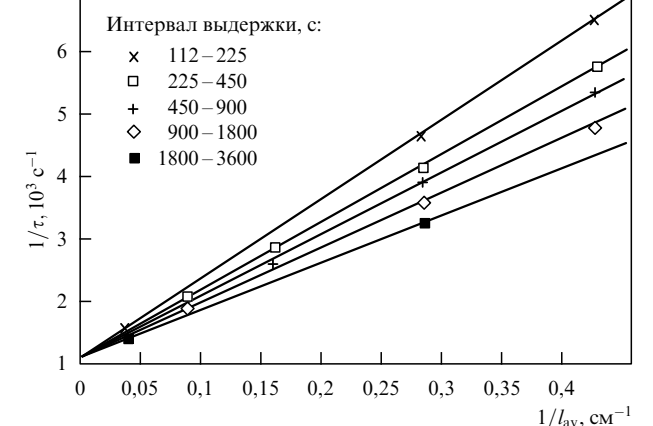
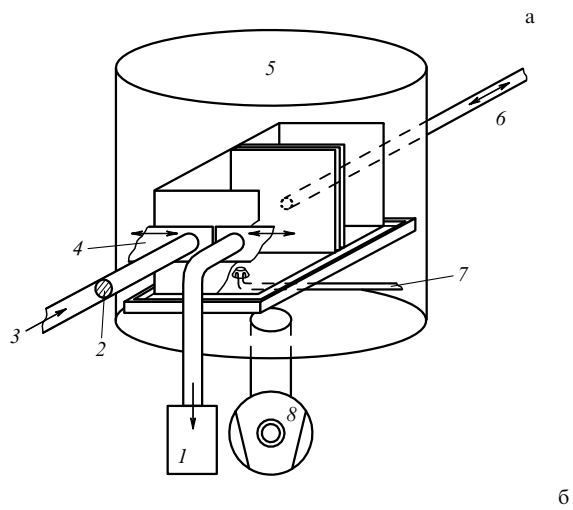


Рис. 7. Эксперимент [62]. (а) Схема установки: 1 — детектор УХН, 2 — фольга, 3 — УХН, 4 — шторки клапанов, 5 — вакуумная камера, 6 — поршень, 7 — FOMBLIN, 8 — вакуумный насос. (б) Экстраполяция времени хранения при разных объемах для пяти интервалов выдержки при 2–4 размерах объема в каждом.

выпуска, и детектор УХН регистрировал количество нейтронов $N(t)$, сохранившихся в сосуде. Цикл из двух измерений при временах выдержки t_1 и t_2 позволял вычислить время хранения по формуле (19). Требуемая статистическая точность достигалась повторением циклов.

Перемещение подвижной стенки изменяет среднюю длину l_{av} свободного пролета УХН. Это позволило контролируемым образом изменять частоту их соударений со стенками. Кинетическая теория идеального газа, каким являются УХН в сосуде, связывает l_{av} с величинами объема V и поверхности S сосуда: $l_{av} = 4V/S$. Длина l_{av} и вероятность утечки $\mu(v)$ определяют значение фактора утечки γ для данной скорости v . Но при сравнении факторов $\langle \gamma(v) \rangle$, усредненных за время выдержки в сосудах с разными объемами, не удается получить точность определения вклада утечки, необходимую для измерения τ_n с точностью десятых долей процента, из-за разной деформации спектра скоростей при разном числе соударений УХН со стенками.

Авторы использовали специальную процедуру выбора интервалов выдержки, которая позволила сравнивать хранение в сосудах разного объема при одинаковой деформации спектров. Для этого при переходе от объема V^i к объему V^j шкала времени спектра изменялась пропорционально изменению средней длины пролета в каждом сосуде: $t_1^j = (l_{av}^i/l_{av}^j) \times t_1^i$ и $t_2^j = (l_{av}^i/l_{av}^j) \times t_2^i$. При этом утечка УХН в обоих измерениях одна и та же, потому что количество соударений со стенками одинаково. В таком случае разность числа сохранившихся УХН определяется только различием в числе распадов в двух интервалах времени выдержки.

Для пяти интервалов выдержки экстраполяция времени хранения при разных объемах к случаю бесконечно большого объема привела к одинаковому времени жизни нейтрона $887,6(3,0)$ с (рис. 7б).

Другой эксперимент был подготовлен в Курчатовском институте под руководством В.И. Морозова и проведен с участием В. Мампе на турбинном источнике в ILL [75].

Время хранения УХН определялось, как обычно, с помощью двух циклов с разным временем выдержки. Отличие состояло в том, что утечка УХН не рассчитывалась, а непосредственно измерялась. Главный канал утечки — это неупругое рассеяние, переводящее УХН в область тепловых скоростей, так что по количеству нагретых нейтронов, прошедших сквозь стенки сосуда и зарегистрированных счетчиками тепловых нейтронов, можно учесть утечку УХН за время выдержки. Однако для этого требуется с высокой точностью знать относительные эффективности регистрации тепловых нейтронов и УХН.

Введение второго измерения с измененной конфигурацией сосуда позволило исключить прямую калибровку эффективностей, сделав измерение τ_n относительным: $\tau_n = (\xi - 1)/(\Theta_{s1}\xi - \Theta_{s2})$, где Θ_{s1} и Θ_{s2} — полные вероятности потерь, а ξ — отношение вероятностей утечки при двух конфигурациях сосуда, которое определяется из величин счета УХН и тепловых нейтронов в этих двух измерениях.

Измерения при трех температурах стенок сосуда $t = +20^\circ\text{C}$, -12°C и -55°C дали согласующиеся результаты, и полученное в итоге время жизни составило $882,6(2,7)$ с.

В эксперименте двух институтов ПИЯФ (Гатчина) и ОИЯИ (Дубна) [76], проведенном под руководством В.П. Сереброва на интенсивном источнике УХН в Гатчине, особое внимание было уделено подавлению потерь УХН при хранении. Использовались материалы со слабым поглощением нейтронов. Сама ловушка была изготовлена из алюминия. На ее внутреннюю поверхность был нанесен тонкий слой бериллия, а на него заморожен особо чистый кислород. Для подавления неупругого рассеяния УХН ловушка охлаждалась до температуры 15 К. Все это обеспечило величину вероятности потерь УХН порядка 3 % от вероятности распада.

Для корректного учета фактора утечки $\gamma(v)$ время хранения измерялось для узких интервалов скоростей УХН. Конструкция сосуда хранения (рис. 8) позволяла использовать его в качестве гравитационного спектрометра. Шаровая форма с возможностью вращения вокруг горизонтальной оси позволяла перемещать положение отверстия в сфере без возмущения спектра скоростей газа УХН, наполняющего ее. В положении отверстием вниз происходило наполнение сосуда, поворот в положение отверстием вверх переводил его в режим хранения, а переключение клапана-распределителя на детектор открывало режим измерения. При этом поворот сферы на некоторый угол приводил к "выливаю" на детектор нейтронов с определенным интервалом скоростей.

Измерения времени хранения для УХН разных энергий и с заменой шарового сосуда на цилиндрический, изменявшей условия утечки, позволили применить экст-

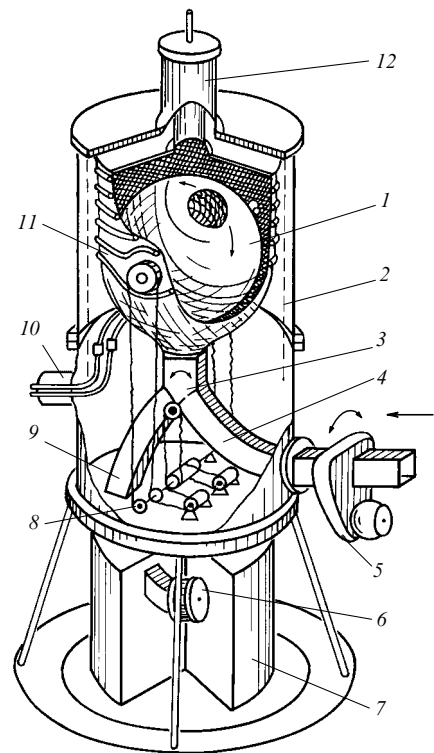


Рис. 8. Конструкция сосуда хранения в эксперименте [76]: 1 — сосуд хранения УХН, 2 — азотный экран, 3 — клапан-распределитель, 4, 9 — нейтронотводы, 5 — впускной клапан, 6 — детектор УХН, 7 — защита детектора, 8 — система вращения, 10 — подвод охлаждения, 11 — криостат, 12 — система наможивания.

раполяцию к его отсутствию и получить значение времени жизни $\tau_n = 888,4(3,3)$ с.

4.2.2. Удержание УХН в магнитной ловушке. Проблему потерь, связанных со взаимодействием УХН со стенками сосуда, можно обойти, если отражающую нейтроны границу создать с помощью магнитного поля. Благодаря наличию у нейтрона магнитного момента градиент магнитного поля в зависимости от его направления либо ускоряет нейтроны и пропускает их, либо тормозит, создавая на их пути потенциальный барьер, не содержащий вещества. В результате нейтроны с антипараллельным градиенту направлением магнитного момента и с недостаточной для преодоления барьера скоростью отразятся от него.

Такой отражающий барьер, свернутый в кольцо, был создан в установке NESTOR [58]. Имевшая форму тора вакуумная камера была окружена сектипольной системой сверхпроводящих катушек, создававших магнитный барьер для нейтронов, стремящихся улететь наружу, в то время как их уход к центру тора ограничивался центробежной силой инерции. При этом для части нейтронов, летящих вдоль оси тора со скоростями 10–14 м с⁻¹, движение в камере оказалось очень похожим на движение заряженных частиц в циклических ускорителях. Для него характерно наличие бетатронных колебаний относительно стационарных орбит, соответствующих определенным сочетаниям направления и скорости частицы. (Но в отличие от ускорителей нейтроны могут лететь по орбите в обоих направлениях.)

Измерения времени жизни нейтрона производились следующим образом. ОХН инжестировались в установку с помощью нейтронвода, который затем быстро, за долю времени одного оборота, выводился из области стационарных орбит. Для измерения количества нейтронов, сохранившихся в торе за время выдержки, в область стационарных орбит вводился детектор нейтронов.

Большие амплитуды бетатронных колебаний приводили к утечке нейтронов, попадавших в области слабого магнитного поля, где возможен переворот магнитного момента. Из-за этой утечки в течение первых 450 с выдержки наблюдалось отклонение от экспоненциального закона уменьшения количества хранящихся УХН. После "вымирания" далеких от стационарности орбит такое отклонение уже не обнаруживалось, и в течение времени хранения от 450 до 4500 с экспоненциальный характер спада хорошо выполнялся.

Эксперимент был проведен в ILL физиками из Германии. Полученный ими параметр спада составил $\tau_n = 876,7(10)$ с.

4.3. Сводка результатов измерения τ_n

В таблице 3 приведены результаты десяти последних измерений времени жизни нейтрона. Указаны метод измерения, полученное значение времени жизни τ_n , вычисленная из него константа λ , год публикации и ссылка на литературу.

Усредненное с учетом точности результатов значение τ_n составляет $\tau_n = 887,0(1,6)$ с. Обращает на себя внимание расхождение почти на две стандартных ошибки средних значений времени жизни, полученных из пучковых экспериментов ($\tau_n = 894,2(4,2)$ с) и методом хранения УХН ($\tau_n = 885,9(1,7)$ с) [78].

Таблица 3

Метод	τ_n	λ	Год	Литература
β	918 ± 14	$-1,243 \pm 0,012$	1972	[72]
p	891 ± 9	$-1,266 \pm 0,008$	1978	[69]
УХН	900 ± 11	$-1,258 \pm 0,009$	1986	[77]
β	878 ± 31	$-1,277 \pm 0,027$	1988	[73]
β	876 ± 21	$-1,279 \pm 0,019$	1989	[74]
УХН	877 ± 10	$-1,278 \pm 0,009$	1989	[58]
УХН	$887,6 \pm 3$	$-1,2684 \pm 0,0027$	1989	[62]
p	$893,5 \pm 5,3$	$-1,2633 \pm 0,0046$	1990	[70]
УХН	$888,4 \pm 3,3$	$-1,2677 \pm 0,0030$	1992	[76]
УХН	$882,6 \pm 2,7$	$-1,2727 \pm 0,0025$	1993	[75]

4.4. Определение констант β -распада из τ_n и $(0^+ - 0^+)$ -переходов

Современная теория рассматривает слабые процессы как взаимодействие лептонов и кварков путем обмена калибровочными векторными бозонами. Такой подход позволил объединить широкий круг слабых и электромагнитных процессов в рамках единой теории электрослабого взаимодействия. Однако собственно β -распад удобнее рассматривать в рамках "старой" теории универсального четырехфермионного слабого взаимодействия, т.е. на уровне адронов и лептонов, так как в этом случае перенормировка адронного аксиально-векторного тока, обусловленная сильным взаимодействием, представлена в явном виде. Такое рассмотрение вполне адекватно теории электрослабого взаимодействия, поскольку энергия β -распада (< 10 МэВ) много меньше масс калибровочных W^\pm - и Z^0 -бозонов (~ 90 ГэВ).

Универсальная теория исходит из $(V-A)$ -структуры слабого взаимодействия. Обозначения V и A отражают способ вычисления билинейных форм в гамильтониане β -распада для двух комбинаций спинов рождающихся лептонов. В случае антипараллельных спинов спиновые волновые функции выступают как векторы (V-вариант), а при параллельных — как аксиальные векторы (A-вариант).

Замена антинейтрино на нейтрино позволяет привести выражение (4) к симметричному виду $n + \nu \rightarrow p + e$ и записать гамильтониан H в виде произведения адронного и лептонного токов:

$$H = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \{ \tilde{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \psi_n \} \{ \tilde{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu \}, \quad (21)$$

где $\psi_p, \psi_n, \psi_e, \psi_\nu$ — волновые функции протона, нейтрона, электрона и нейтрино, γ_μ — матрицы Дирака ($\mu = 1, 2, 3, 4$), $\gamma_5 = i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$, выражения в скобках $(1 + \gamma_5)$ и $(1 + \lambda\gamma_5)$ учитывают нарушение закона сохранения пространственной четности. G_V — константа векторного слабого взаимодействия, а величина $\lambda = G_A/G_V$ — отношение аксиально-векторной и векторной констант.

Гамильтониан позволяет связать время жизни β -распадного ядра τ с константами G_V и λ :

$$f\tau = \frac{K}{G_V^2 |M_V|^2 + G_A^2 |M_A|^2} = \frac{K/G_V^2}{|M_V|^2 + \lambda^2 |M_A|^2}, \quad (22)$$

где K — комбинация фундаментальных констант ($K_\tau = 2\pi^3 \hbar^7 / (m_e^5 c^4)$, или $K_t = 2\pi^3 \hbar^7 \ln 2 / (m_e^5 c^4)$, если вместо времени жизни τ используется период полураспада $t_{1/2}$), M_V и M_A — матричные элементы для векторного и

аксиально-векторного вариантов взаимодействия соответственно, а f — фактор фазового пространства, возникающий при интегрировании гамильтониана применительно к условиям эксперимента.

Уравнение (22) содержит два неизвестных: G_A и G_V , так что для их определения требуется два независимых эксперимента. Традиционно используются значения времени жизни нейтрона τ_n и значение $ft_{1/2}$ сверхразрешенных $(0^+ - 0^+)$ -переходов, потому что квадраты их матричных элементов точно известны: $M_V^2 = 1$, $M_A^2 = 3$ и $M_S^2 = 0$, $M_T^2 = 2$ соответственно.

Расчеты факторов f для распада нейтрона и для $(0^+ - 0^+)$ -переходов были выполнены с точностью сотых долей процента. Для этого потребовалось учесть изменение фазового пространства и появление индуцированных "малых" членов в гамильтониане, связанных с проявлением электромагнитного взаимодействия в процессе β -распада, интерференции G_A , G_V , а также с конечным размером нуклона [79–81].

Векторное взаимодействие проявляется с одинаковой силой во всех ядерных β -распадах (закон сохранения векторного тока). Так, для девяти сверхразрешенных $(0^+ - 0^+)$ -переходов (ядра $^{10}\text{C}_6$, $^{16}\text{O}_8$, $^{26}\text{Al}_{13}^m$, $^{34}\text{Cl}_{17}$, $^{38}\text{K}_{19}^m$, $^{42}\text{Sc}_{21}$, $^{46}\text{V}_{23}$, $^{50}\text{Mn}_{25}$, $^{54}\text{Co}_{27}$), идущих без изменения спина и четности ядра, значения $(ft_{1/2})$ совпадают в пределах долей процента, хотя их периоды полураспада $t_{1/2}$ различаются более чем на три порядка. Для них $M_A = 0$, так что возможно только векторное взаимодействие, поэтому среднее значение их $\langle (ft_{1/2}) \rangle$ позволяет определить константу G_V :

$$(ft_{1/2})_{0^+0^+} = \frac{K_f}{2G_V^2}. \quad (23)$$

Значения $(ft_{1/2})_{0^+0^+} = 3073,3(3,5)$ и современные значения K_f приводят к $G_V = 1,4149 \times 10^{-62}$ Дж м³.

Что касается константы G_A , то ее определить из данных о ядерных распадах нельзя, потому что аксиально-векторное слабое взаимодействие изменяется под влиянием сильного взаимодействия, причем величина изменения зависит от конкретной структуры распадающегося ядра. Для теории фундаментальной является величина $\lambda = G_A/G_V$, наблюдаемая в распаде свободного нейтрона, когда это изменение вызвано сильным взаимодействием, присущим самому распадающемуся нуклону.

С учетом матричных элементов нейтрона выражение (22) превращается в

$$f_n \tau_n = \frac{K_\tau}{G_V^2 + 3G_A^2} = \frac{K_\tau/G_V^2}{1 + 3\lambda^2}. \quad (24)$$

Сопоставление (23) и (24) приводит к соотношению

$$\frac{(ft_{1/2})_{0^+0^+}}{f_n \tau_n} = \frac{\ln 2}{2} \frac{G_V^2 + 3G_A^2}{G_V^2} \quad (25)$$

и при значениях $\langle \tau_n \rangle = 887,0(1,6)$, $f_n = 1,71465(15)$ и $\langle (ft_{1/2})_{0^+0^+} \rangle = 3073,3(3,5)$ позволяет определить $|G_A| = 1,7954(25) \times 10^{-62}$ Дж м³ и $|\lambda_{\tau_n}^{00}| = 1,2689(16)$.

5. Угловые корреляции в β -распаде нейтрона

Феноменологическая теория β -распада допускает пять форм взаимодействия, удовлетворяющих требованию

релятивистской инвариантности гамильтониана: скалярную (S), векторную (V), тензорную (T), аксиально-векторную (A) и псевдоскалярную (P), но последняя для описания β -распада нейтрона не существенна. Выбрать формы, реализующиеся в природе, позволило измерение угловых корреляций разлета продуктов β -распада. Пока пространственная инвариантность не вызывала сомнения, считалась возможной только корреляция направленных импульсов электрона и антинейтрино. Первые попытки измерения ее коэффициента a были неудачными из-за сложности определения направления вылета антинейтрино. Открытие несохранения P-инвариантности инициировало исследования P-нечетных угловых корреляций между направлением спина нейтрона и импульсами электрона (A) и антинейтрино (B). Эти эксперименты методически более легкие, и первые результаты, полученные в конце 50-х годов и подтвержденные позднее, позволили сделать заключения, которые легли в основу теории универсального четырехфермионного (V–A)-взаимодействия:

- 1) основной вклад в β -распад вносят векторный (V) и аксиально-векторный (A) переходы;
- 2) в слабом взаимодействии наблюдается полное нарушение P- и C-инвариантностей;
- 3) не обнаружено нарушения T-инвариантности.

Дальнейшее повышение точности этих экспериментов позволило определить константы слабого взаимодействия, используя только данные из распада нейтрона. С другой стороны, значение константы λ_c , альтернативное значению $\lambda_{\tau_n}^{00}$, получаемому из измерений времени жизни нейтрона и $(0^+ - 0^+)$ -переходов, открыло возможность для экспериментальной проверки выполнимости (V–A)-теории на уровне величины поправок, учитывающих влияние электромагнитного взаимодействия на процесс β -распада.

5.1. Вводные замечания

Вероятность распада свободного нейтрона с заданным направлением спина σ , сопровождающегося вылетом электрона и антинейтрино, энергия и импульс которых соответственно равны E_e , $E_{\bar{\nu}}$, \mathbf{p}_e , $\mathbf{p}_{\bar{\nu}}$, дается формулой

$$dW = G^2 F(E_e) \left\{ 1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_e E_{\bar{\nu}}} + \sigma \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{E_{\bar{\nu}}} + D \frac{[\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_{\bar{\nu}}]}{E_e E_{\bar{\nu}}} \right) \right\}, \quad (26)$$

где $F(E_e)$ — функция полной энергии электрона, G^2 — комбинация констант G_i слабого взаимодействия и соответствующих матричных элементов переходов M_i ($i = S, V, T, A$), a , A , B — коэффициенты упомянутых выше корреляций, а D — коэффициент P-четной, но T-неинвариантной трехвекторной корреляции $\sigma([\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_{\bar{\nu}}])$, которые также зависят от G_i и M_i [82].

Измеряя вероятности распада при разных \mathbf{p}_e , $\mathbf{p}_{\bar{\nu}}$, σ , можно определить величины коэффициентов корреляций, каждый из которых в рамках (V–A)-теории определяется единым значением λ . Комбинация значений a , A , B и τ_n позволяет вычислить значения всех четырех констант G_i безотносительно к справедливости (V–A)-теории [83].

5.2. Измерения коэффициента a

Сложность измерения коэффициента a обусловлена невозможностью прямой регистрации антинейтрино с

необходимой эффективностью. Информацию о направлении его вылета приходится реконструировать на основании импульса протона отдачи. При этом регистрация электрона не обязательна, так как импульс протона уже содержит информацию об относительном направлении импульсов электрона и антинейтрино: $\mathbf{p}_p = -(\mathbf{p}_e + \mathbf{p}_{\bar{\nu}})$.

Измерению коэффициента a был посвящен ряд работ, выполненных в ИТЭФ в 1959–1967 гг. [84–86]. Регистрировался спектр импульсов протонов отдачи, совпадавших с электронами, имевшими ограниченный телесный угол вылета. Выбор узкого интервала энергии электронов обеспечивал фиксированную величину импульса антинейтрино, и, если все направления их вылета равновероятны, спектр импульсов протонов был бы прямоугольным (рис. 9). Величина a определялась по наклону этого спектра. Несмотря на низкую интенсивность пучка нейтронов и тяжелые фоновые условия, авторам удалось получить достаточно точное для того времени значение $a = -0,099(39)$.

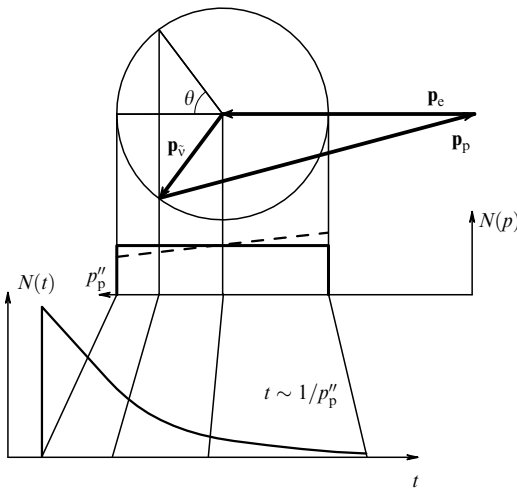


Рис. 9. Векторная диаграмма импульсов продуктов распада нейтрона. Для каждого импульса электрона \mathbf{p}_e время запаздывания протона определяет угол между \mathbf{p}_v и \mathbf{p}_e .

Регистрация совпадения электронов с протонами позволяет выбрать наиболее чувствительную к величине a постановку эксперимента, но снижает его светосилу и требует высокой точности определения энергии электронов [87]. При регистрации протонов без совпадения с электронами их спектр проинтегрирован как по всем направлениям вылета электронов, так и по всем их энергиям, что приводит к высокой светосиле эксперимента, но снижает его чувствительность к a .

Измерение a путем сравнения экспериментального и расчетного спектров протонов отдачи было выполнено в 1978 г. группой австрийских физиков, руководимых Р. Доброземским [88]. Спектр измерялся с помощью электростатического спектрометра, расположенного на выходе вакуумированного касательного канала реактора. Внутри него располагалась система коллиматоров, выделявшая протоны отдачи, возникающие при распаде нейтронов вблизи от активной зоны. Чтобы обеспечить идентичность геометрического выделения во всем интервале энергии протонов 0–751 эВ, были

приняты специальные меры по экранированию магнитного поля в канале.

На рисунке 10 показано различие двух спектров протонов распада при $a = 0$ и при $a = -0,1$ (вверху) и приведена зависимость от энергии протона фактора чувствительности формы спектра $S = \{N(\epsilon_p)_{a=-0,1} / N(\epsilon_p)_{a=0}\} \times 100$ (внизу).

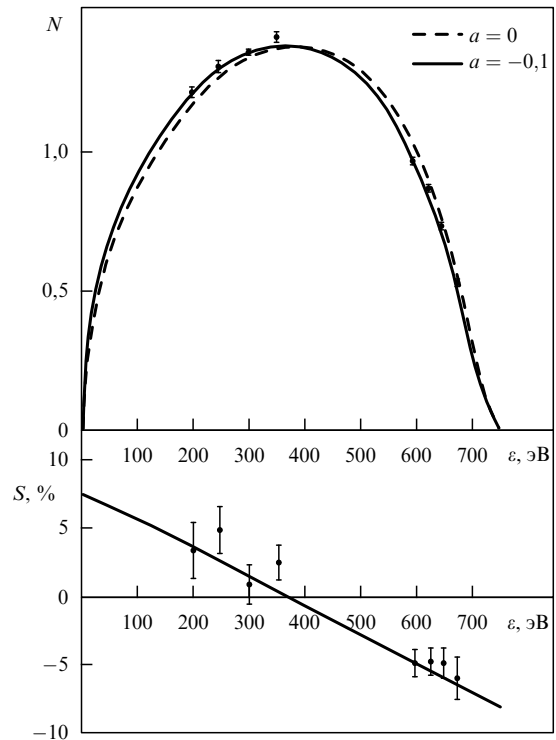


Рис. 10. Чувствительность формы спектра $N(\epsilon)$ к значению коэффициента a и зависимость фактора S чувствительности к a от энергии протона. Приведены экспериментальные точки одной из серий измерений.

В результате 35 серий 24-часовых измерений было получено значение a со статистической погрешностью $\pm 0,0019$. В него пришлось ввести ряд поправок: на энергетическую калибровку и разрешение, на тепловое движение нейтронов, перезарядку протонов на остаточном газе, рассеяние протонов в спектрометре, а также учесть релятивистские и радиационные поправки. С учетом неопределенности этих поправок окончательное значение составило $a_0 = -0,1017(51)$.

5.3. Измерения коэффициента A

Измерение коэффициента электронно-спиновой корреляции методически проще, чем измерение электронно-антинейтринной, потому что оно может быть выполнено как относительное, если при неизменных условиях регистрации электронов реверсировать направление поляризации пучка. При этом количество сосчитанных событий, как следует из (26),

$$N^{\pm} \propto 1 \pm P_n A \left\langle \frac{v}{c} \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \right\rangle, \quad (27)$$

где P_n — степень поляризации пучка нейтронов, $\langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle$ — усредненное по спектру $F(E_e)$ произведение относительной скорости электрона v/c и

среднего косинуса угла вылета электрона относительно оси вектора поляризации \mathbf{P}_n . (Члены при множителях a, B и D равны нулю из-за физического усреднения по всем направлениям вылета антинейтрино.) Асимметрия счета электронов $X = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$ позволяет определить величину коэффициента A :

$$A = \frac{X}{P_n \langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle}. \quad (28)$$

В трех последних измерениях A получена погрешность лучше 2%.

Эксперимент [89] был проведен немецко-франко-американской группой на поляризованном пучке реактора в ILL с помощью 4 π -спектрометра электронов PERKEO, созданного в Гейдельбергском университете по инициативе Д. Дюбберса. Пучок поляризованных нейтронов проходил вдоль оси сверхпроводящего соленоида, создававшего поле напряженностью 1,6 Тл. Электроны распада захватывались магнитным полем в области пучка, имевшем длину 2 м. На обоих концах соленоида магнитное поле изгибалось таким образом, чтобы вывести электроны из пучка на детекторы, которые регистрировали их энергию.

Наличие двух детекторов, связанных силовыми линиями магнитного поля, позволило исключить искажение спектра энергии регистрируемых электронов, обусловленное обратным рассеянием. Электрон, оставивший лишь часть своей энергии в детекторе и вылетевший из него назад, благодаря магнитному полю попадал во второй детектор, а система регистрации была устроена так, что при совпадении сигналов двух детекторов их суммарная амплитуда присваивалась тому из них, в котором сигнал появлялся раньше.

Коэффициент A определялся по формуле (28), причем в условиях 2 π -геометрии регистрации электронов каждым детектором $\langle \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle = 0,5$. Скорость счета электронов распада составляла 160 с^{-1} . Уровень фона измерялся при пучке, перекрытом поглотителем из ${}^6\text{LiF}$. Степень поляризации пучка составляла $P_n = 97,4(0,5) \%$. На рисунке 11 показано наилучшее совпадение измеренной и рассчитанной при $A_0 = -0,1146(19)$ зависимости асимметрии от энергии электрона.

С помощью PERKEO было также проведено измерение времени жизни нейтрона [73]. Для этого установка была дополнена прерывателем пучка. События распада регистрировались только тогда, когда банч пучка нейтронов целиком находился в области магнитного поля соленоида. Это позволило избежать неопределенности собирания электронов из мест входа пучка в соленоид и выхода из него. Результат измерения приведен в табл. 3 (см. раздел 4.3).

В совместном эксперименте ПИЯФ и Курчатовского института [90], выполненном в 1990 г. на поляризованном пучке реактора ВВР-М в Гатчине под руководством Б.Г. Ерозолимовского, для измерения коэффициента A регистрировались совпадения электронов с протонами отдачи. Это не только позволило кардинально подавить фон эксперимента, но и дало возможность точно измерять его методом счета задержанных совпадений.

Эксперимент был поставлен таким образом, чтобы обеспечить полное собирание всех протонов отдачи из области пучка, откуда регистрировались электроны распада, так как потеря части протонов могла привести к примешиванию антинейтринно-спиновой корреляции.

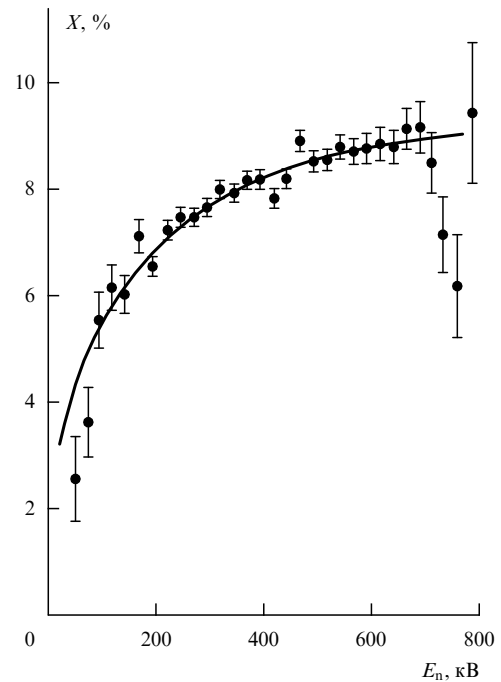


Рис. 11. Асимметрия X как функция энергии электрона: экспериментальная и расчетная с учетом разрешения детектора.

Схема эксперимента представлена на рис. 12. Пучок поляризованных нейтронов, ограниченный диафрагмами из ${}^6\text{LiF}$, проходил через вакуумную камеру 1. Диафрагма 4 со стороны электронного детектора 5 определяла размер области пучка 3, из которой регистрировались совпадения. Электрическое поле, наложенное на эту область, высасывало все протоны в область ускоряющего поля между электродом и сеткой, которое фокусировало протоны на детектор 2.

Измерения с миниатюрной пушкой протонов [91], а также проверка размера диаметра пятна сфокусированных протонов распада на детекторе подтвердили резуль-

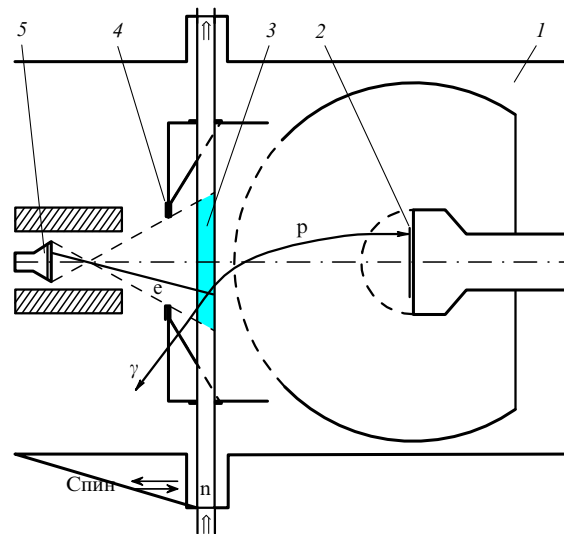


Рис. 12. Схема эксперимента [90]: 1 — вакуумная камера, 2 — детектор протонов, 3 — область пучка, из которой регистрировались совпадения, 4 — диафрагма, 5 — детектор электронов.

таты расчета, предсказывающего полное соби́рание протонов из области 3 на детектор.

Входящие в (27) средний косинус угла $\langle \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle = 0,970 \pm 0,004$ и среднее $\langle v/c \rangle = 0,828 \pm 0,004$ были определены с учетом рассеяния электронов в камере. Степень поляризации пучка $P_n = 0,7867 \pm 0,0010$ измерялась с помощью специального нейтроновода, анализирующая способность которого была прокалибрована сравнением с расщеплением спиновых компонентов пучка в сильном неоднородном магнитном поле. С учетом поправок полученное значение $A_0 = -0,1116(14)$.

Результат последнего измерения электронно-спиновой корреляции опубликован в 1995 г. [92]. Оно проведено немецко-французской группой во главе с К. Шрекенбахом на реакторе в ILL.

В эксперименте была использована дрейфовая камера, заполненная смесью газов ${}^4\text{He} + \text{CO}_2$ [93]. Через камеру пропускался моноэнергетический пучок нейтронов, полученный отражением от кристалла RbC_8 . Полная информация о каждом зафиксированном камерой событии накапливалась в памяти ЭВМ и обрабатывалась методом off-line. Система обработки восстанавливала трехмерную картину треков электронов и отбирала те из них, которые начинались в области прохождения пучка. Тем не менее уровень фона оказался в несколько раз больше скорости счета событий распада, что ограничило точность измерения τ_n в 1989 г. [74]. В новом варианте для измерения A регистрация треков электронов дрейфовой камерой велась одновременно с измерением энергии самих электронов с помощью пластмассовых сцинтилляторов. Это позволило подавить фон до уровня 10 % эффекта.

Для каждого канала энергетического спектра электронов, измеренного при двух направлениях поляризации пучка нейтронов, определялась асимметрия X и вводились зависящие от энергии E_e теоретические поправки. К сожалению, пространственное разрешение определения направления треков в дрейфовой камере оказалось недостаточным для того, чтобы экспериментально определить среднее значение косинуса с нужной точностью. Поэтому его значение $\langle \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle = 0,850 \pm 0,002$ пришлось рассчитать на основании теоретической величины многократного рассеяния электронов на газе камеры. Степень поляризации пучка равнялась $P_n = 0,981 \pm \pm 0,003$, а погрешность ее сохранности при реверсе спина составляла $0,990 \pm 0,002$.

Полученное в итоге значение коэффициента электронно-спиновой корреляции составило $A_0 = -0,1160 \pm \pm 0,0015$.

5.4. Измерения коэффициента B

Величина коэффициента B слабо связана со значением λ , и вычисленное на ее основании λ_B не может конкурировать в точности с λ_a и λ_A , вычисленными на основании значений a и A (см. раздел 5.6). Интерес к измерению B связан с его ролью при оценке возможности отклонения от $(V-A)$ -теории.

В работе [94] был предложен способ измерения коэффициентов корреляций, связанных с вылетом антинейтрино, по времени запаздывания протонов отдачи относительно электронов. Он был реализован для измерения B в совместном эксперименте ПИЯФ и Курчатовского института, выполненном в 1995 г. в Гатчине на интенсивном пучке поляризованных нейтронов реактора

ВВР-М [95, 96]. Установка, использованная при измерении A [90], была модернизирована. По-прежнему регистрировались совпадения электронов и протонов отдачи, но вместо высасывания протонов из области распада для них была выделена бесполевая пролетная база. Для повышения точности измерения времени запаздывания протоны регистрировались микроканальным детектором.

Для двух направлений поляризации пучка в памяти ЭВМ накапливались двумерные спектры $N_{i,k}^\pm$ энергии электронов E_i и времени запаздывания протонов t_k . Асимметрия количества событий $X_{i,k} \equiv (N_{i,k}^+ - N_{i,k}^-) / (N_{i,k}^+ + N_{i,k}^-)$ определялась для каждой ячейки i, k . Она зависит от коэффициентов всех трех корреляций:

$$X_{i,k} = \frac{P_n A \langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k} + P_n B \langle \cos(\mathbf{p}_v \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k}}{1 + a \langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_v) \rangle_{i,k}}. \quad (29)$$

Величины a и A можно рассматривать как поправку и взять их значения из результатов известных экспериментов, поскольку они малы по сравнению с B и их неопределенность не сказывается на точности его определения:

$$B = \frac{X_{i,k} \{1 + a \langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_v) \rangle_{i,k}\} - P_n A \langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k}}{P_n \langle \cos(\mathbf{p}_v \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k}}. \quad (30)$$

Что касается значений $\langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_v) \rangle_{i,k}$, $\langle (v/c) \cos(\mathbf{p}_e \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k}$ и $\langle \cos(\mathbf{p}_v \mathbf{P}_n) \rangle_{i,k}$, то они были вычислены с помощью компьютерной модели эксперимента. Правильность вычисления гарантировали совпадение расчетных двумерных спектров с полученными в эксперименте, а также постоянство частных значений B , получаемых из данных при разных $\langle \cos(\mathbf{p}_v \mathbf{P}_n) \rangle$.

Поляризация пучка (рис. 13), измеренная по разработанному А.П. Серебровым методу [97], составила $P_n = (66,88 \pm 0,22) \%$. (Уменьшение поляризации по сравнению с [90] связано с продолжающимся ухудшением свойств поляризующих зеркал, отмеченным в [90].)

Полученное в итоге значение коэффициента B составило $0,9894(83)$.

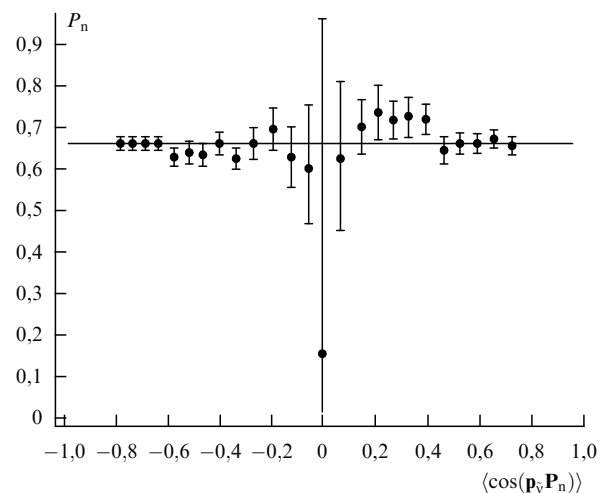


Рис. 13. Экспериментальные значения P_n , получаемые при разных $\langle \cos(\mathbf{p}_v \mathbf{P}_n) \rangle$ [95].

5.5. Измерение коэффициента D

До настоящего времени нет теоретического понимания природы известного нарушения CP-инвариантности, обнаруженного в распаде каонов. Поиск нарушения T-инвариантности, которое согласно CPT-теореме эквивалентно нарушению CP, является попыткой найти аналог этому явлению в других процессах (см. раздел 6). Некоторые варианты теории допускают такое нарушение в распаде свободного нейтрона. Оно привело бы к значению коэффициента D в выражении (26) не более 10^{-3} .

Для измерения D надо обеспечить взаимную ортогональность направлений векторов σ , \mathbf{p}_e и \mathbf{p}_ν . Это обеспечит максимальную величину T-неинвариантной комбинации, стоящей при D в (26), позволит регистрировать \mathbf{p}_p вместо \mathbf{p}_ν , так как $[\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_p] = -[\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu]$, а главное, исключит проявление P-корреляций коэффициентов A и B , поскольку $(\sigma \mathbf{p}_e) = 0$ и $(\sigma \mathbf{p}_\nu) = 0$.

В эксперименте [98] применена установка с двумя электронными и двумя протонными детекторами, симметрично расположенными относительно пучка нейтронов. В ней была обеспечена взаимная ортогональность направления поляризации пучка и средних направлений регистрации электронов и протонов. Симметрия установки позволила подавить проявление корреляций коэффициентов A и B , вызванное неточностью выполнения взаимной ортогональности, так как они пространственно-нечетные, в то время как корреляция коэффициента D является пространственно-четной.

Такая симметрия использовалась и позднее, при наиболее точных измерениях D . В них были получены значения $D = -0,0011(17)$ [99] и $D = 0,0022(30)$ [100].

Достигнутая на сегодня точность измерения коэффициента D недостаточна для обнаружения нарушения T-инвариантности, эквивалентного нарушению CP-инвариантности в распаде каонов, но позволяет получить экспериментальное ограничение на величину мнимой части константы λ . $D = (2 \operatorname{Im} \lambda) / (1 + 3\lambda^2)$, и если λ представить как $\lambda = |\lambda| \exp(-i\phi)$, то из среднего значения двух измерений D можно получить $\phi = (180,07 \pm \pm 0,19)^\circ$ [28]. Такое значение позволяет в дальнейшем рассматривать величину λ как действительную, поскольку $\operatorname{Re} \lambda$ отличается от $|\lambda|$ не более чем на $2 \times 10^{-3} \%$.

5.6. Определение константы β -распада λ из угловых корреляций

В рамках $(V-A)$ -теории все коэффициенты двухвекторных корреляций выражаются через единственную константу λ :

$$a_0 = \frac{1 - \lambda^2}{1 + 3\lambda^2}, \quad A_0 = -2 \frac{\lambda^2 + \lambda}{1 + 3\lambda^2}, \quad B_0 = 2 \frac{\lambda^2 - \lambda}{1 + 3\lambda^2}. \quad (31)$$

(Индекс 0 означает, что коэффициенты не учитывают ложных добавок, обусловленных индуцированными "малыми членами" в гамильтониане.)

Эти соотношения позволяют оценить чувствительность разных экспериментов к определению значения λ . Наиболее чувствительным является измерение электронно-спиновой корреляции: $d\lambda_A/dA \approx 2,6$, близко по чувствительности измерение a : $d\lambda_a/da \approx 3,3$, а измерение B наименее чувствительно: $d\lambda_B/dB \approx 11$ [101]. Результаты наиболее точных измерений коэффициентов корреляций и рассчитанные на основании (31) значения λ приведены в табл. 4.

Таблица 4

Коэффициент	λ_k	Год	Литература
$a = -0,099(39)$	$\lambda_a = -1,225(130)$	1967	[86]
$a_0 = -0,1017(51)$	$\lambda_a = -1,259(17)$	1978	[88]
$A_0 = -0,1116(60)$	$\lambda_A = -1,254(16)$	1975	[102]
$A_0 = -0,1126(50)$	$\lambda_A = -1,257(13)$	1979	[91]
$A_0 = -0,1146(19)$	$\lambda_A = -1,262(5)$	1986	[89]
$A_0 = -0,1116(14)$	$\lambda_A = -1,254(4)$	1990	[90]
$A_0 = -0,1160(15)$	$\lambda_A = -1,266(4)$	1995	[92]
$B = 1,01(5)$		1970	[103]
$B = 0,9950(350)$		1970	[104]
$B = 0,9894(81)$	$\lambda_B = -1,245(96)$	1994	[95]

Если $(V-A)$ -вариант теории слабого взаимодействия строго справедлив, то значения коэффициентов корреляций определяются одной константой распада λ и между ними должны выполняться соотношения [105]

$$1 + A_0 - B_0 - a_0 \equiv 0, \quad a_0 B_0 - A_0 - A_0^2 \equiv 0. \quad (32)$$

Хотя два самых точных результата измерения A расходятся более чем на две стандартных ошибки, для усредненных значений современных данных о значениях коэффициентов соотношения (32) выполняются с высокой точностью, что говорит о согласованности результатов корреляционных экспериментов с теорией:

$$1 + A_0 - B_0 - a_0 = 0,0016 \pm 0,0096 a_0 B_0 - A_0 - A_0^2 = 0,025 \pm 0,036. \quad (33)$$

В работе [100] развит этот способ сравнения с теорией. Показано, что подстановка в (31) λ_{av} , полученного из λ_a , λ_A и λ_B усреднением с весом, обратно пропорциональным их стандартным погрешностям, приводит к наиболее вероятной в пределах $\pm \sigma_a$, $\pm \sigma_A$ и $\pm \sigma_B$ комбинации коэффициентов $a_\lambda = -0,1021$; $A_\lambda = -0,1139$; $B_\lambda = 0,9882$, соответствующей единому $\lambda = -1,2605$. Вероятность реализации такой комбинации дает оценку согласованности совокупности экспериментов с $(V-A)$ -теорией. Она равна произведению вероятностей получения отдельных значений a_λ , A_λ и B_λ и составляет 0,99.

С другой стороны, подключение данных о времени жизни нейтрона и $(0^+ - 0^+)$ -переходов приводит к наиболее вероятной комбинации $\tau_n = 890,1$; $a_\lambda = -0,1038$; $A_\lambda = -0,1160$; $B_\lambda = 0,9878$, соответствующей единому $\lambda = -1,2662$. Вероятность такой комбинации равна 0,007, что означает расхождение с теорией более чем на три стандартных ошибки.

5.7. Сравнение результатов измерений времени жизни и угловых корреляций

Это расхождение проявляется и при непосредственном сравнении величин $\lambda_{\tau_n}^{00}$ (из τ_n и $(0^+ - 0^+)$ -переходов) и λ_c (из усредненных значений корреляционных экспериментов). Обычно используют значение λ_A , как наиболее точное.

Для усредненных результатов восьми измерений, опубликованных до 1990 г. ($\langle A_0 \rangle = -0,1142(17)$ и $\langle \tau_n \rangle = 888,6(2,6)$), различие значений $\lambda_A = -1,2613(45)$ и $\lambda_{\tau_n}^{00} = -1,2669(23)$ было на уровне их суммарной неточности [109]. Результат работы [90], опубликованной в 1990 г., заметно изменил среднее A ($\langle A_0 \rangle = -0,1126(11)$), так что значения $\lambda_A = -1,2571(29)$ и $\lambda_{\tau_n}^{00}$ еще более разошлись. Это послужило стимулом поиска возможных причин расхождения.

Таковыми причинами могли быть отклонение от $(V-A)$ -теории, ошибки в расчете теоретических поправок или неучтенные факторы в экспериментах.

Как было показано в [90], примесь S- и T-вариантов привела бы к противоположному знаку разности λ .

В работах [106–108] подробно рассмотрена возможность примеси $(V+A)$ -взаимодействия, переносимого правым W_R -бозоном. Вклад правых токов по-разному изменяет λ_A и $\lambda_{\tau_n}^{00}$, так что их различие дает информацию о параметрах W_R -бозона. Ограничение на его массу $M_{W_R} \geq 500 \text{ ГэВ с}^{-2}$ получено из совместного анализа данных из распада нейтрона, мюона и $(0^+ - 0^+)$ -переходов [107]. В то же время в работе [108], в которой в анализ включены еще и данные о распаде ^{19}Ne , предсказана возможность массы $M_{W_R} \approx 230 \text{ ГэВ с}^{-2}$.

При сравнении величин λ данные из распада нейтрона замешаны с данными о $(0^+ - 0^+)$ -переходах. В [109] был предложен способ определения G_A и G_V только из нейтронных данных. Его идея состоит в совместном решении двух уравнений: (24) и $\lambda_A = G_A/G_V$. В координатах G_A, G_V уравнение (24) задает эллипс, а значение λ_A определяет наклонную прямую (см. врезку на рис. 14). Их пересечение вблизи вертикали G_V^{00} определяет значения G_A, G_V . На основании данных 1990 г. были получены $G_A = -1,7908(22) \times 10^{-62} \text{ Дж м}^3$ и $G_V = 1,4156(6) \times 10^{-62} \text{ Дж м}^3$, сравнимое по точности с $G_V^{00} = 1,4149(8) \times 10^{-62} \text{ Дж м}^3$ из $(0^+ - 0^+)$ -переходов.

Такой подход позволяет наглядно представить проблему различия λ как разногласие трех экспериментальных величин. На самом рисунке 14 место пересечения показано в крупном масштабе, так что видна ширина линий эллипса и прямых, связанная с экспериментальными неопределенностями $\tau_n \pm \sigma_{\tau_n}$, $A \pm \sigma_A$ и $(ft_{1/2})^{00} \pm \sigma_{(ft_{1/2})^{00}}$. Приведены три наклонные прямые для трех A_0 . Центры их пересечений с эллипсом определяют значения G_A, G_V , погрешность которых характеризуется

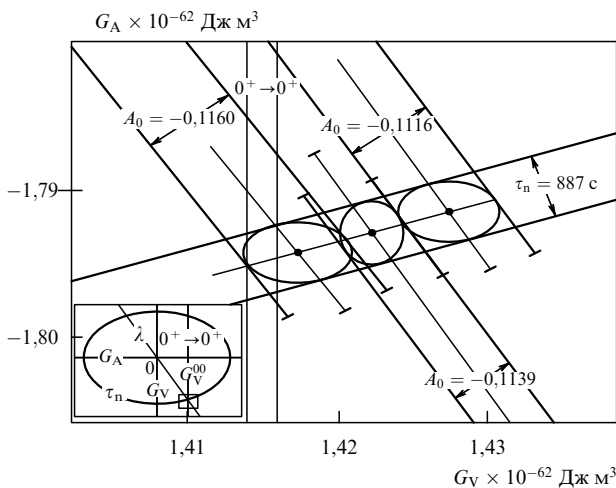


Рис. 14. На врезке: эллипс значений G_A, G_V , определяемый значением τ_n , наклонная прямая $G_A/G_V = \lambda$, определяемая значением A и вертикальная прямая G_V^{00} , определяемая значением $(ft_{1/2})^{00}$. На рисунке отмечено место пересечения в крупном масштабе. Видна ширина линий эллипса и прямых, связанная с экспериментальными неопределенностями. Приведены три наклонные прямые для трех A_0 . Центры их пересечений с осью эллипса определяют значения G_A, G_V . Овалы, вписанные в области пересечения, характеризуют погрешность определения.

овалами, вписанными в области пересечения. Расположение овалов относительно полосы G_V^{00} показывает степень согласованности результатов экспериментов и $(V-A)$ -теории, причем хорошо видна роль каждой из трех величин τ_n, A_0 и ft_{00} : для улучшения согласованности значения τ_n и $|A_0|$ должны быть больше, а $(ft_{1/2})^{00}$ — меньше.

Анализ поправок в $(ft_{1/2})^{00}$ [81] привел к увеличению погрешности $\sigma_{(ft_{1/2})^{00}}$ в $\sim 1,5$ раза из-за неопределенности в выборе модели расчета структурных поправок сложных ядер. Теоретические поправки в τ_n и A_0 имеют масштаб σ_τ и σ_A , но они не вызывают сомнений, так как определены с высокой точностью. В целом объяснить расхождение ошибками поправок не представляется возможным.

Чтобы установить ошибочность экспериментов требуется их повторение. После 1990 г. появилось еще пять новых экспериментов:

два измерения τ_n [75, 76], из которых одно подтвердило среднее $\langle \tau_n \rangle$, а второе несколько уменьшило его;

измерение B_0 [95] поставило свой предел на массу $M_{W_R} \geq 350 \text{ ГэВ с}^{-2}$, что противоречит [108], но согласуется с [107];

измерение $A_0 = -0,1160(15)$, $\lambda_A = -1,26610(40)$ [92] находится в хорошем согласии с современным $\lambda \langle \tau_n \rangle = -1,2689(16)$ (см. раздел 4.4), но плохо согласуется с остальными корреляционными экспериментами, так как среднее по всем измерениям сохраняет расхождение с $\langle \tau_n \rangle$ на две ошибки ($\langle A_0 \rangle = -0,1139(9)$, $\lambda_A = -1,2603(24)$) и даже без [90] на одну ($\langle A_0 \rangle = -0,1152(11)$, $\lambda_A = -1,2640(29)$);

измерение $(ft_{1/2})^{00} = 3076,7(6,0)$ для ^{10}C [110] незначительно повысило среднее $\langle (ft_{1/2})^{00} \rangle$.

Ситуация напоминает ту, которая сложилась в начале 70-х годов с измерениями времени жизни, когда наиболее точные результаты расходились почти на три ошибки. Проблему решили новые, более точные эксперименты. Совокупность данных сегодня, по-видимому, говорит об экспериментальных ошибках как причине расхождения в λ . Проверка этого требует повышения точности измерения корреляционных коэффициентов в новых экспериментах. Одним из них может быть измерение коэффициентов A и B на одном и том же пучке, запланированное в совместной работе ПИЯФ и РИЦ КИ. Как легко получить из (31), комбинация $(A - B)/(A + B)$ равна λ . Она может быть определена без знания степени поляризации пучка P_n , так как $\lambda = (A - B)/(A + B) = (P_n A - P_n B)/(P_n A + P_n B)$. Кроме того, λ_A можно определить традиционным способом из A с учетом поляризации пучка. Перекрестная информация: совпадение или различие λ_A и λ_{AB} , сравнение их с λ_τ , а также сравнение измеренного B со значением B , вычисленным из величины λ_{AB} , может помочь сделать выбор между правыми токами и экспериментальной ошибкой как возможными причинами расхождения [111].

6. Электрический дипольный момент нейтрона d_n

6.1. Возможность существования $d_n \neq 0$ и оценки его значения

Как известно, магнитный момент нейтрона является дипольной характеристикой его магнитных свойств, а

монопольной характеристики — магнитного заряда у него нет⁵. Монопольной электрической характеристики — электрического заряда у нейтрона, по-видимому, тоже нет, хотя очень малое его значение пока исключить нельзя. Спрашивается, а что можно сказать о дипольной электрической характеристике нейтрона — его электрическом дипольном моменте (ЭДМ)? Есть или нет? Должен или не должен существовать?

Сейчас на этот вопрос можно ответить так: ЭДМ нейтрона (d_n) пока не обнаружен, но, по-видимому, он должен существовать, хотя, какова его величина, пока не известно. Столь сложный и не очень определенный ответ, казалось бы, на совсем простой вопрос не случаен, потому что на самом деле вопрос не так уж и прост. Это видно из следующего наглядного рассуждения.

Предположим, что $d_n \neq 0$ существует. Тогда он как квантовомеханический вектор должен быть ориентирован вдоль спина σ_n нейтрона, поскольку спин является единственным выделенным направлением свободной частицы:

$$\mathbf{d}_n = k\sigma_n. \quad (34)$$

Предположим далее, что \mathbf{d}_n и σ_n взаимно параллельны ($k > 0$), и проведем операцию зеркального отражения (замены x, y, z на $-x, -y, -z$). Тогда полярный вектор $\mathbf{d}_n = e\delta$ (δ — расстояние между зарядами в диполе) изменит знак, а аксиальный вектор σ , механическая аналогия которого есть $m[\mathbf{v}]$, останется неизменным, т.е. \mathbf{d}_n и σ_n станут антипараллельными ($k < 0$). Если существует инвариантность относительно зеркального отражения, то обе возможности ($k < 0$ и $k > 0$) должны быть равноправными, т.е. $\langle k \rangle = 0$, и наблюдаемое значение ЭДМ нейтрона должно быть $d_n = 0$. Другими словами, для $d_n \neq 0$ необходимо нарушение зеркальной симметрии (закона сохранения пространственной четности, $P \neq 1$). В связи с этим до открытия в 1956 г. нарушения этого закона в слабых взаимодействиях считали, что $\mathbf{d}_n \equiv 0$, а после открытия стали его усиленно искать. Но очень скоро поняли, что значение $d_n = 0$ возможно и при $P \neq 1$, если существует временная инвариантность ($T = 1$). Действительно, легко видеть, что при замене t на $-t$ вектор \mathbf{d}_n в выражении (34) не меняется, а вектор \mathbf{S}_n меняет знак. И снова при справедливости Т-инвариантности будет $k = 0$ и $\mathbf{d}_n = 0$, т.е. для $\mathbf{d}_n \neq 0$ необходимо одновременное нарушение и закона сохранения четности, и Т-инвариантности [114]. В результате интерес к поиску $d_n \neq 0$ опять упал, и это

продолжалось вплоть до 1964 г., когда было открыто небольшое нарушение СР-инвариантности в K_L^0 -распаде, которое в соответствии с СРТ-теоремой эквивалентно нарушению Т-инвариантности.

Оказалось, что K_L^0 -мезон, кроме разрешенного для него по СР-четности распада на три π -мезона, в редких случаях ($\epsilon_K = 2,26 \times 10^{-3}$) распадается по СР-запрещенному каналу на два π -мезона. По значению ϵ_K можно рассчитать величину ϵ' , выражающую отношение СР-нарушающего взаимодействия к слабому взаимодействию [115]. Кроме того, величина ϵ' была получена в 1991 г. из непосредственных измерений, выполненных двумя группами, которые дали среднее значение ϵ' , близкое к расчетному [116]:

$$\epsilon' = (3,3 \pm 1,1) \times 10^{-6}. \quad (35)$$

С учетом того, что слабые силы в 10^7 раз меньше сильных, получается, что СР-нарушающее взаимодействие в $10^7 / (3,3 \times 10^{-6}) = 3 \times 10^{12}$ слабее сильного взаимодействия. Открытие этого небольшого СР-нарушения снова позволило предполагать существование $\mathbf{d}_n \neq 0$. Последнее заключение справедливо, если считать, что $СР \neq 1$, обнаруженное для K^0 -мезонов, распространяется и на нейтрон. Трудность заключается в том, что прямые поиски СР-нарушения в любых других процессах, кроме K^0 -распада, к успеху не привели. Однако имеется одно косвенное, но очень наглядное соображение о возможном нарушении СР-инвариантности именно в барионных процессах, которое можно связать с проблемой существования ЭДМ нейтрона.

В 1967 г. А.Д. Сахаров предположил [117], что из-за небольшого нарушения СР-инвариантности в конце неравновесной стадии ранней Вселенной взаимно аннигилировали не все барионы и антибарионы (количества которых первоначально были одинаковыми), а остался небольшой (1 на 10^9 пар) избыток барионов, из которого со временем и сформировалась вся окружающая нас массивная материя.

Если взять за основу величину СР-нарушения, необходимую для справедливости гипотезы А.Д. Сахарова, то, как показали Эллис и др. [118], рассмотревшие несколько различных механизмов СР-нарушения, для d_n получаются значения в пределах:

$$3 \times 10^{-28} \leq d_n \leq 2 \times 10^{-25} \text{ е см}, \quad (36)$$

т.е. верхняя и нижняя граница возможных значений d_n отличаются на три порядка. Это очень большой разброс, и, к сожалению, таким недостатком страдают и многие другие теоретические предсказания. Приведем их, следуя работам Пендлебери [119] и Штейерла и Малика [61], начав с двух оптимистичных оценок.

В 1965 г. Дж. Бернштейн, Г. Фейнберг и Т.Д. Ли высказали гипотезу о сильном нарушении СР-инвариантности в электромагнитном взаимодействии [120], которая приводила к оценкам d_n порядка 10^{-20} е см [121, 122]. Но это предсказание довольно скоро было опровергнуто экспериментом (рис. 15 из [119]), который дал $d_n < 3 \times 10^{-22}$ е см [123].

Значительно меньшее, но довольно близкое к возможностям современного эксперимента значение d_n дает следующая совсем наглядная "сильная" КХД модель ЭДМ нейтрона.

⁵ Строго говоря, называть магнитный момент нейтрона магнитным диполем не вполне корректно. Первоначально источником магнитных свойств магнетиков считали магнитные заряды двух противоположных знаков. Когда выяснилось, что разделить их невозможно, элементарной частицей магнетизма стали считать точечный магнитный диполь — систему неразрывно связанных равных по величине и противоположных по знаку магнитных зарядов. Эта модель была предложена в 1936 г. Ф. Блохом [112]. Практически одновременно Дж. Швингером в 1937 г. была предложена другая — токовая — модель магнитного момента нейтрона [113], в которой предполагается, что он обусловлен распределением в нейтроне тока.

В модели Блоха энергия магнитного взаимодействия с эффективным магнитным полем равна $-\mu\mathbf{H}$, а в модели Швингера $-\mu\mathbf{B}$. Эксперименты по изучению магнитного рассеяния нейтронов подтвердили справедливость модели Швингера. Поэтому более правильно сопоставлять магнитный момент нейтрона не с диполем, а с элементом тока (подробнее см. [4]).

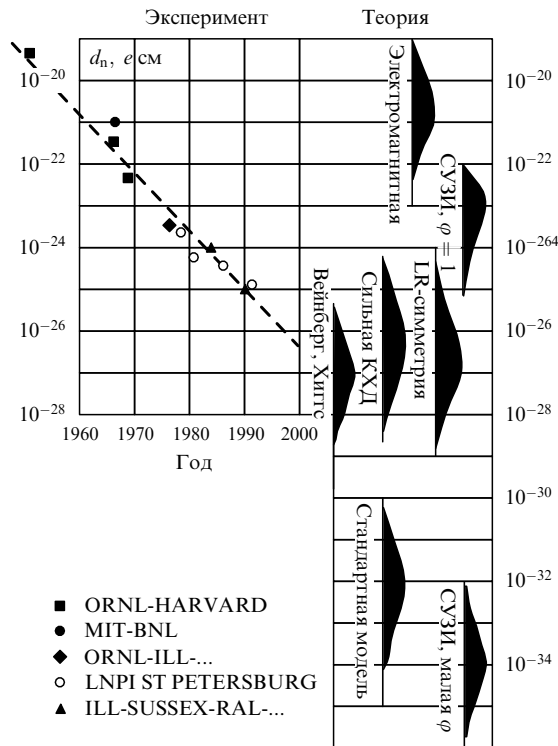


Рис. 15. Сравнение экспериментальных оценок d_n с теоретическими предсказаниями.

Известно, что нейтрон состоит из трех кварков ($n = udd$) с дробными барионным ($B_u = B_d = 1/3$) и электрическим ($q_u = (+2/3)e$, $q_d = (-1/3)e$) зарядами. Поэтому в принципе (если не оглядываться на рассуждения о P- и CP-симметрии) из них можно было бы построить систему разнозаряженных кварков, раздвинутых на расстояние порядка размера нейтрона r_n , которая имела бы огромный ЭДМ:

$$d_n = qr_n = \frac{e}{3} 10^{-13} \approx 3 \times 10^{-12} e \text{ см.} \tag{37}$$

Это, конечно, неверная оценка, потому что согласно квантовой хромодинамике кварки в нейтроне не образуют диполя, а распределены равномерно по его объему. Но если допустить, что обсуждавшееся выше CP-нарушающее взаимодействие может вызвать в нейтроне соответствующую дипольность, то для ЭДМ нейтрона получится значение

$$d_n = \frac{3 \times 10^{-14}}{3 \times 10^{12}} \approx 10^{-26} e \text{ см,} \tag{38}$$

близкое к правому краю ряда (36).

Теперь рассмотрим менее оптимистичные оценки d_n . Стандартная модель электрослабого взаимодействия (которая дает вклад в d_n только за счет членов второго порядка) предсказывает значение $d_n \approx 10^{-32} e \text{ см}$ (в модели лево-правой симметрии это значение удастся поднять до $10^{-26} e \text{ см}$). Еще меньшее значение $d_n \approx 10^{-33} e \text{ см}$ предсказывает одна из моделей суперсимметрии (SUSY) при использовании "слабого" (скваркового) механизма CP-нарушения, хотя при использовании "сильного" (глюонного) механизма она дает $d_n \approx$

$\approx 3 \times 10^{-27} e \text{ см}$, а при использовании механизма Вейнберга обмена частицами Хиггса [124] даже $10^{-27} - 10^{-26} e \text{ см}$.

Таким образом, действительно наблюдается очень большой разброс в предсказаниях, но все-таки большинство из них концентрируется около значений $10^{-27} - 10^{-26} e \text{ см}$, к которым довольно близко подошел современный эксперимент (см. рис. 15). Чтобы почувствовать, имеется ли возможность в относительно недалеком будущем еще ближе подойти к теоретическим предсказаниям, рассмотрим методы измерения d_n и перспективы их усовершенствования.

6.2. Пучковый метод экспериментальной оценки d_n и полученные результаты

В сравнительно небольшой статье очень трудно сколь-нибудь подробно описать те сложные установки, которые использовались для оценки d_n . Поэтому мы будем опираться на предполагаемую подготовленность читателя (хотя бы в смысле знакомства с родственной методикой определения магнитного момента нейтрона, которой физики занимаются уже почти 60 лет) и его готовность посмотреть более серьезные источники, рекомендованные в начале статьи. Здесь же мы ограничимся только напоминанием основной идеи методики и кратким описанием двух установок, соответствующих двум разным методам измерения.

Идея экспериментальной оценки d_n заключается в попытке обнаружения изменения $\Delta\nu$ резонансной ларморовской частоты ν нейтрона, движущегося в магнитном и электрическом полях, при инверсии электрического поля \mathbf{E} :

$$\nu = \frac{2}{h} (\boldsymbol{\mu}_n \mathbf{B} \pm \mathbf{d}_n \mathbf{E}), \tag{39}$$

$$\Delta\nu = \frac{4\mathbf{d}_n \mathbf{E}}{h}, \tag{40}$$

где $\boldsymbol{\mu}_n$ — магнитный момент нейтрона, \mathbf{B} — индукция магнитного поля, h — постоянная Планка.

ЭДМ нейтрона, так же как и его время жизни, определяется двумя методами — пучковым и методом хранения УХН. На рисунке 16 из [6] изображена установка для оценки d_n пучковым методом [125]. Главной частью установки является магнитно-резонансный нейтронный спектрометр, на котором раньше измерялся магнитный момент нейтрона μ_n [126]. Спектрометр состоит из постоянного магнита, создающего однородное магнитное поле напряженностью около 20 мГс, поляризатора и анализатора (намагниченные зеркала из железа), двух радиочастотных катушек, раздвинутых на расстояние 2 м, которые создают осциллирующее магнитное поле, и детектора нейтронов — стеклянной пластинки, покрытой слоем из ${}^6\text{Li}$ и наклеенной на фотоумножитель. Процедура измерения сводилась к определению резонансной частоты ν , при которой происходит переориентация спинов нейтронов, что отмечается изменением счета в детекторе.

Для поиска d_n спектрометр был дополнен электростатическим конденсатором, создающим электрическое поле напряженностью 100 кВ см^{-1} . Главными требованиями к установке являются высокая однородность магнитного поля во всей области пучка, стабильность его во времени и наивысшая степень параллельности

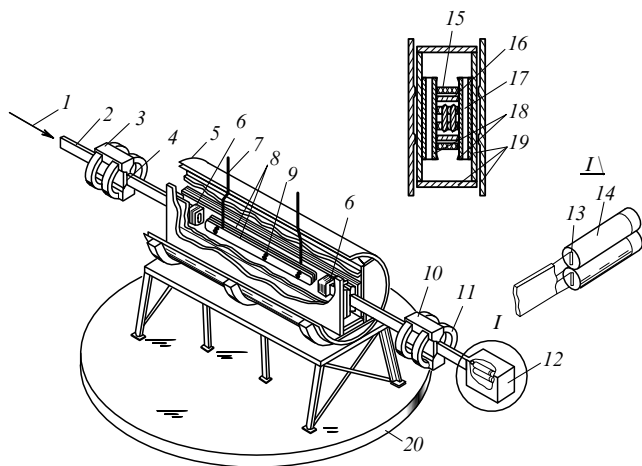


Рис. 16. Схема установки для измерения d_n пучковым методом: 1 — нейтронный пучок, 2 — нейтроновод, 3 — поляризатор, 4 — полированные зеркала из железа, 5 — двойной магнитный экран из молибденалюма, 6 — радиочастотная катушка, 7 — источник электрического поля, 8 — пластины конденсатора, 9 — изоляторы, 10 — анализатор, 11 — магниты из сплава Alnico, 12 — детектор, 13 — полоски из сцинтиллирующего стекла, 14 — фотоумножители, 15 — прокладки из кварца, 16 — стенки вакуумной камеры, 17 — постоянные магниты из сплава Alnico, 18 — полюсы из молибденалюма, 19 — мягкое железо, 20 — поворотный стол.

магнитного и электрического полей. Невыполнение этих условий приводит к появлению дополнительной погрешности результата и ложному эффекту (подробнее см. [6]). Обращаем внимание на то, что $d\mathbf{E}$ -взаимодействие чрезвычайно мало по сравнению с $\mu\mathbf{B}$ -взаимодействием. Поэтому при фиксированной частоте осциллирующего магнитного поля изменение резонансной ларморовской частоты из-за переориентации \mathbf{E} может сказаться только в виде небольшого сдвига резонансной кривой и связанного с ним изменения скорости счета детектора.

С помощью описанной установки была получена верхняя граница ЭДМ нейтрона

$$d_n < 3 \times 10^{-24} \text{ е см.} \quad (41)$$

И это была наилучшая оценка, доступная пучковому методу. Более точной оценки d_n этим методом получить нельзя из-за невозможности улучшения взаимной параллельности электрического и магнитного полей (в работе [125] непараллельность \mathbf{B} и \mathbf{E} была меньше $0,01^\circ$).

6.3. Оценка d_n методом хранения УХН.

Современные значения

Вторым методом, с помощью которого уже получены на порядок лучшие результаты, является метод хранения УХН или, точнее, магнитно-резонансной переориентации спинов УХН. Сущность метода заключается в использовании главного свойства УХН — возможности их длительного пребывания в установке — ловушке для изучения. При этом основная идея метода магнитно-резонансной переориентации спинов сохраняется. По-прежнему значение d_n оценивается по изменению частоты $\Delta\nu$ при обращении направления электрического поля: $\Delta\nu = 4d\mathbf{E}/h$. Этим методом в 1990 г. в ILL был получен результат [127]

$$d_n = (-3 \pm 2 \pm 4) \times 10^{-26} \text{ е см,} \quad (42)$$

а в ПИЯФ [128] в 1992 г.

$$d_n = (2,6 \pm 4,2 \pm 1,6) \times 10^{-26} \text{ е см.} \quad (43)$$

В обоих случаях первыми показаны систематические погрешности, вторыми — статистические.

На рисунке 17 из [119] показана схема установки ИЛ. Процедура измерения такова. УХН летят вверх по направлению к накопительной ловушке объемом 22 л, поляризуясь по дороге при прохождении через намагниченную железную фольгу толщиной 2000 Å. После наполнения ловушки УХН изолируются в ней на время выдержки порядка 150 с и подвергаются воздействию однородных магнитного и электрического полей и высокочастотного поля, переориентирующего спин. При этом напряженность электрического поля \mathbf{E} поддерживается на максимально высоком уровне, при котором нет пробоев и малы токи утечки. Очень важно также, чтобы изменение направления \mathbf{E} не приводило к изменению \mathbf{B} . Поэтому величина \mathbf{B} одновременно контролировалась квантовым магнитометром (пары Rb—Cs). Конечное направление спина определяется по изменению скорости счета в детекторе, когда УХН выпускаются из ловушки и снова проходят через фольгу, играющую теперь роль анализатора. По изменению скорости счета в детекторе оценивается $\Delta\nu_0$. При измерении d_n разность значений ν , соответствующих двум направлениям \mathbf{E} , настолько мала, что для ее оценки выбирают рабочую

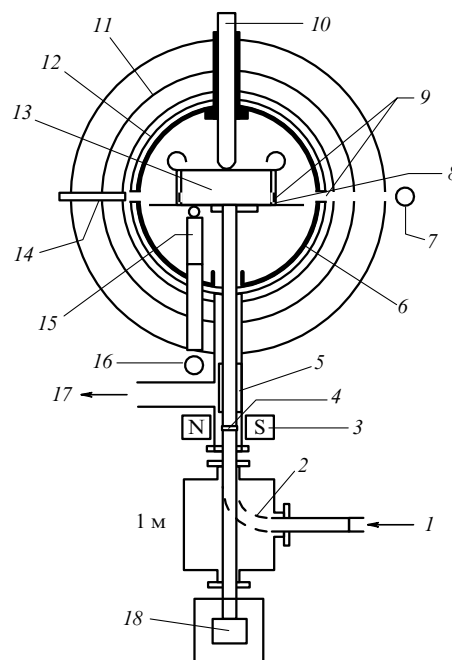


Рис. 17. Схема установки для измерения d_n методом хранения УХН: 1 — УХН, 2 — нейтроновод УХН с переключением, 3 — магнит, 4 — фольга для поляризации УХН, 5 — высокочастотная катушка для переориентации спина, 6 — вакуумная стенка, 7 — ультрафиолетовая Hg-лампа, 8 — алюминиевый изоляционный цилиндр, 9 — окна для спектроскопии, 10 — ввод высокого напряжения, 11 — четырехслойная защита из μ -металла, 12 — магнитная катушка, создающая поле напряженностью 10 мГс, 13 — основная накопительная ячейка, 14 — детектор ультрафиолетового излучения от Hg-лампы, 15 — ячейка предварительной поляризации атомов Hg, 16 — ультрафиолетовая Hg-лампа, 17 — к вакуумному насосу, 18 — детектор УХН.

точку в месте наибольшего наклона магнитной резонансной кривой. По сдвигу рабочей точки при переориентации E оценивается значение d_n .

Неопределенность в измерении d_n дается выражением

$$\sigma(d_n) = \frac{\hbar}{2\alpha ET\sqrt{N}}, \quad (44)$$

где E — напряженность электрического поля; N — полное число нейтронов, сосчитанных за время всего эксперимента при обоих знаках E ; T — продолжительность измеренной прецессии спина в течение одного цикла; $\alpha = (C_1 - C_2)/(C_1 + C_2)$, C_1 и C_2 — значения скорости счета в максимуме и минимуме резонансной кривой вблизи рабочей точки.

Из формулы (44) следует, что в описанных выше экспериментах уже почти достигнута предельно возможная точность оценки d_n и что для ее повышения необходимы дальнейшие усовершенствования методики измерений. Мы расскажем о них в разделе 9.3.

7. Формфактор нейтрона

Сейчас хорошо известно, что нейтрон не точечная частица, а имеет конечные размеры $r_n \approx 0,8 \times 10^{-13}$ см и обладает структурой — состоит из трех валентных кварков ($n = udd$) и "моря" кварк-антикварковых пар и глюонов. Известно также, что заряд нейтрона Z_n равен нулю, а магнитный момент $\mu_n \approx -1,91\mu_{\text{нuc}}$. Но детали структуры нейтрона, т.е. распределение электрического заряда и магнитного момента по его объему известны плохо, а сочетание $Z_n = 0$ и $\mu_n \neq 0$ вообще выглядит достаточно загадочно. Почему незаряженный нейтрон так сильно "намагничен"? Как должны быть распределены в нейтроне *заряженные* кварки, чтобы они одновременно обеспечивали $Z_n = 0$ и $\mu_n \neq 0$? И чтобы это распределение не противоречило обрисованному выше положению с ЭДМ нейтрона и примерному равенству аномальной части магнитного момента протона модулю магнитного момента нейтрона.

Сведения о структуре нейтрона были получены, в основном, из опытов по изучению рассеяния электронов. Выбор электрона в качестве пробной частицы не случаен. Во-первых, это точечная частица⁶, во-вторых, самым сильным взаимодействием для электрона является электромагнитное, теория которого — квантовая электродинамика — одна из самых точных наук.

Очевидно, что для того чтобы электрон мог прозондировать внутреннюю структуру нейтрона, он должен иметь достаточно высокую энергию, т.е. его дебройлевская длина волны должна быть много меньше радиуса нейтрона: $\lambda_e \ll r_n$. В противном случае такой зондаж может дать только представление о внешних параметрах нейтрона: его радиусе, заряде, магнитном моменте.

7.1. Формализм понятия о формфакторе и история вопроса

Из-за невозможности создания нейтронной мишени для изучения структуры нейтрона отдельно исследуются

рассеяние электронов на дейтроне и протоне и в определенных предположениях о структуре дейтрона выделяется "разность" результатов обоих экспериментов. Рассмотрим теоретическую схему этих исследований на примере изучения структуры протона.

В 1950 г. Розенблют предложил формулу, описывающую дифференциальное сечение рассеяния быстрых электронов на *точечном* протоне [129]:

$$\left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{Ros}} = \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{Mot}} \times \left\{ 1 + \left(\frac{hq}{2mc}\right)^2 \left[2(1 + \mu_{\text{ан}})^2 \tan^2 \frac{\Theta}{2} + \mu_{\text{ан}}^2 \right] \right\}, \quad (45)$$

где $(d\sigma(\Theta)/d\Omega)_{\text{Mot}}$ — известная формула Мотта, полученная для случая $\sigma_p = \mu_p = 0$, Θ — угол рассеяния в л.с.к., $\mu_{\text{ан}}$ — аномальный магнитный момент протона.

Сравнение формулы Розенблюта с экспериментом дает при высоких энергиях электронов

$$\left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{ex}} < \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{Ros}}, \quad (46)$$

что указывает на неточечность протона. Для учета структуры протона вводятся два формфактора — формфактор Дирака $F_1^p(q)$, описывающий распределение заряда и нормальной части магнитного момента ($\mu_{\text{норм}}^p = 1\mu_{\text{нuc}}$) и формфактор Паули $F_2^p(q)$, описывающий распределение аномальной части магнитного момента ($\mu_{\text{ан}}^p = 1,79\mu_{\text{нuc}}$):

$$\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega}\right)_{\text{Mot}} \left\{ (F_1^p)^2 + \left(\frac{hq}{2mc}\right)^2 \times \left[2(F_1^p + \mu_{\text{ан}} F_2^p)^2 \tan^2 \frac{\Theta}{2} + \mu_{\text{ан}}^2 (F_2^p)^2 \right] \right\}, \quad (47)$$

где

$$F_1^p(q) = \frac{1}{e} \int \rho_e(r) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d^3r, \quad F_1^p(0) = 1, \quad (48)$$

$$F_2^p(q) = \frac{1}{\mu_{\text{ан}}} \int \mu(r) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d^3r, \quad F_2^p(0) = 1, \quad (49)$$

q — передаваемый импульс, $\rho_e(r)$ и $\mu(r)$ — функции распределения электрического заряда и магнитного момента по объему протона.

Выражение (47) является уравнением 2-го порядка относительно $F_1(q)$ и $F_2(q)$. Поэтому для получения из него значений $F_1(q)$ и $F_2(q)$ надо провести измерение $d\sigma(\Theta)/d\Omega$, по крайней мере, для двух пар значений Θ и ε , соответствующих одному и тому же q .

Формфакторы для нейтрона получают аналогичным образом из сравнения результатов измерения рассеяния электронов на дейтроне и протоне. Нормировка формфакторов нейтрона:

$$F_1^n(0) = 0, \quad F_2^n(0) = 1. \quad (50)$$

Поведение формфакторов в функции от q отражает характер распределения заряда и магнитного момента. Если нуклон точечный, то $F(q) = 1$ при всех значениях q . Убывание $F(q)$ с ростом q свидетельствует о размазанно-

⁶ Точечность электрона проверена совпадением экспериментальных результатов с квантово-электродинамическими расчетами до расстояний порядка 10^{-16} см. Наличие у электрона электрон-позитрон-фотонного облака радиусом $\lambda_e^{\text{com}} = 3,85 \times 10^{-11}$ см не должно смущать, так как плотность его порядка $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$.

сти заряда (магнитного момента), тем большей, чем круче кривая.

Количественное представление об электрической и магнитной структуре нуклонов можно получить, воспользовавшись первым борновским приближением для формфактора $F(q)$:

$$F(q) = \int \rho(r) \exp(i\mathbf{qr}) d^3r = \frac{4\pi}{q} \int \rho(r) \sin(qr) r dr, \quad (51)$$

разложение которого в ряд по qr дает

$$F(q) = F(0) - \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle + \dots, \quad (52)$$

откуда следует

$$\langle r^2 \rangle \propto \frac{dF(q^2)}{dq^2}. \quad (53)$$

7.2. Экспериментальное изучение рассеяния электронов. Масштабный закон и значения $\langle r^2 \rangle_N$

Экспериментальное изучение рассеяния электронов проводилось на магнитном спектрометре, состоящем из двух магнитов, отклоняющих электроны, рассеянные на жидководородной или жидкодейтериевой мишени в горизонтальном (мера угла рассеяния) и вертикальном (мера импульса) направлениях. Детекторами служили сотни полосок из полупрозрачного пластика, просматриваемых фотоумножителями, подсоединенными к ЭВМ.

Первые результаты по экспериментальному изучению рассеяния электронов с энергией до 1,3 ГэВ на протонах и дейтронах были получены Р. Хофштадтером в 1955–1961 гг. [130]. Они дали значения формфакторов протона и нейтрона в интервале изменения q^2 : $0 \leq q^2 \leq 40$ фм⁻², из которых удалось получить среднеквадратичные радиусы $a = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ распределения заряда и аномального магнитного момента в протоне и нейтроне:

$$a_E^p = a_M^p = a_M^n \approx 0,8 \times 10^{-13} \text{ см}; \quad a_E^n = 0. \quad (54)$$

Из-за не очень высокой точности экспериментальных результатов в области максимально доступных q было сделано предположение (не подтвердившееся в последующих измерениях), что кривые $F_1(q)$ при больших q выходят на плато. Такое поведение кривых естественно было интерпретировать как своеобразное "возрождение" точности нуклона вблизи от его центра, что позволило выдвинуть очень правдоподобную гипотезу строения нуклона. Согласно этой гипотезе в центре обоих нуклонов существует положительно заряженный ядро очень малого радиуса ($\sim 0,2$ фм), заряд которого у нейтрона компенсируется отрицательно заряженным пионным облаком. Эта гипотеза удовлетворяла принципу изотопической инвариантности и объясняла приблизительное равенство аномальных частей магнитного момента нуклонов, но в части, касающейся существования ядра, оказалась неверной.

В 1963 г. были получены результаты для q^2 до 125 фм⁻², из которых следовало, что формфакторы при больших q^2 плавно стремятся к нулю по закону $1/q^2$. Из этого поведения формфакторов вытекает экспоненциальное изменение плотности заряда и магнитного момента в протоне и магнитного момента в нейтроне

с прежним значением среднеквадратичного радиуса 0,8 фм. Интерпретация распределения плотности заряда в нейтроне оказалась более затруднительной из-за недостаточной точности данных, но относительно обоих нуклонов можно было сказать, что ядра у них нет.

Основным теоретическим достижением этого этапа исследования рассеяния электронов явилась модель векторной доминантности, позволившая предсказать группу векторных мезонов со спином и четностью 1^- и массами $m = 5,5 - 7,5 m_\pi$ (ρ -, ω - и ϕ -мезоны).

Примерно в это же время для удобства интерпретации вместо F_1 и F_2 были введены так называемые зарядовый и магнитный формфакторы:

$$G_E = F_1 + \tau \mu_{an} F_2 \quad \text{и} \quad G_M = F_1 + \mu_{an} F_2, \quad (55)$$

где

$$\tau = \frac{q^2}{4m_\pi^2}, \quad \mu_{an}^p = 1,79, \quad \mu_{an}^n = -1,91, \quad (56)$$

с нормировкой

$$G_E^p(0) = 1, \quad G_E^n(0) = 0, \\ G_M^p(0) = 2,79, \quad G_M^n(0) = -1,91. \quad (57)$$

Удобство новых формфакторов заключается в том, что $(d\sigma(\theta)/d\Omega)_{ex}$ выражается через них особенно просто:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{ex} = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{Mot} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + \tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (58)$$

При $q = \text{const}$ эта формула принимает вид

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{ex} = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{Mot} \left(a + b \tan^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (59)$$

где a и b — константы, что означает линейную зависимость $(d\sigma(\theta)/d\Omega)_{ex} / (d\sigma(\theta)/d\Omega)_{Mot}$ от $\tan^2(\theta/2)$. По параметрам этой прямой легко находятся G_E и G_M .

С помощью новых формфакторов были сформулированы основные результаты третьего этапа исследования рассеяния электронов, начавшегося в 1966 г., в котором диапазон доступных q^2 был расширен до 175 фм⁻². Оказалось, что

$$G_E^p = \frac{G_M^p}{|\mu_p|} = \frac{G_M^n}{|\mu_n|} = G(q^2) = \left(\frac{1}{1 + q^2/0,71} \right)^2; \quad G_E^n = 0 \quad (60)$$

(масштабный закон, или скейлинг).

Из соотношения (60) следует, что электрический заряд протона и магнитные моменты протона и нейтрона распределены по закону

$$f(r) = 3,06 \exp(-4,25r), \quad (61)$$

из которого получается

$$1) a_E^p = a_M^p = a_M^n = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = 0,815 \times 10^{-13} \text{ см}, \quad a_E^n = 0; \quad (62)$$

$$2) G(q^2) \propto \frac{1}{q^4}, \quad (63)$$

что согласуется с кварковой моделью, которая предсказывает для адронов

$$G(q^2) \propto q^{-2(n-1)}, \quad (64)$$

где n — минимальное значение числа кварков, из которых состоит адрон. Для нуклона $n = 3$, и это дает $G(q^2) \propto q^{-4}$. Позднее, с повышением точности измерений рассеяния электронов на протонах были обнаружены отклонения от формулы (60), на которых мы не имеем возможности останавливаться (см. [2] и ссылки, приведенные там). Отметим только, что по этим уточненным данным было получено новое значение среднеквадратического радиуса протона

$$a_E^p = (0,83 \pm 0,03) \times 10^{-13} \text{ см.} \quad (65)$$

7.3. Проблема электрического радиуса нейтрона

Но по-прежнему остается трудность с интерпретацией распределения электрического заряда в нейтроне. С одной стороны, из опытов по рассеянию электронов на дейтронах получаются небольшие положительные значения $G_E^n \approx 0,05$ в интервале изменения квадрата переданного импульса (5–25) фм^{-2} (рис. 18а), с другой (из опытов по электророжению пионов в реакциях $e^-p \rightarrow e^-p\pi^0$ и $e^-p \rightarrow e^-p\pi^+$) — нулевое и отрицательные значения (рис. 18б). Таким образом, усредненное экспериментальное значение G_E^n из многих (порядка 10) работ близко к нулю.

Полученный результат труден для интерпретации по нескольким причинам. Во-первых, непонятно, почему G_E^n ведет себя совершенно независимо от поведения G_M^n , в то время как G_E^p и G_M^p ведут себя одинаково? Во-вторых,

если $G_E^n \neq G_M^p$, то почему G_M^n ведет себя аналогично G_M^p ? Получается, что при совершенно различном распределении токов в них одинаково. Наконец, в-третьих, равенство $G_E^n = 0$, скорее всего, указывает на нулевой электрический радиус нейтрона ($a_E^n = 0$). Между тем экспериментально установлено, что $(dG_E^n/dq^2)_{q^2=0} \neq 0$, что согласно формуле (53) указывает на $a_E^n \neq 0$. Пока ни на один из этих вопросов ответов нет. Нужны новые эксперименты и более строгая теория формфактора.

Экспериментальная неопределенность величин G_E^n и a_E^n связана с тем, что, как уже отмечалось, основные сведения о них получаются в виде "разности" результатов двух экспериментов — рассеяния электронов на дейтроне и на протоне. И дело здесь не только в том, что погрешность разности двух величин больше погрешности каждой из них, а также в том, что дейтрон при всей его простоте все-таки сложная система, относительно структуры которой не все известно.

Но есть другой и, пожалуй, более прямой способ оценки электрического радиуса нейтрона — из результатов опыта по изучению рассеяния нейтронов с малой энергией на связанных электронах атома. В этом случае экспериментально измеряемое взаимодействие нейтронов с атомом будет складываться из двух частей: взаимодействия магнитного момента нейтрона с кулоновским полем электронов и ядра (так называемое взаимодействие Фолди) и кулоновского взаимодействия предполагаемого электрического заряда нейтрона. Поскольку взаимодействие Фолди может быть рассчитано, то второе слагаемое получается как разность (опять разность!) результатов эксперимента и этого расчета.

К сожалению, на этот раз разность выступает в своей самой коварной ипостаси — дает двузначный результат. Дело в том, что экспериментальная величина взаимодействия нейтронов с атомом была получена в двух экспериментальных группах примерно с одинаковой и достаточно высокой точностью, но с разными численными значениями. Одно из них больше вычитаемого расчетного значения взаимодействия Фолди, а другое меньше. Поэтому разность, выраженная в виде значения $\langle r_E^2 \rangle$, получается либо положительной, либо отрицательной⁷. Положительный результат для $\langle r_E^2 \rangle$ был получен в Аргонне и Гархинге, отрицательный

$$|\langle r_E^2 \rangle_n|^{1/2} = (0,11 \pm 0,02) \text{ фм}, \quad \langle r_E^2 \rangle_n < 0, \quad (66)$$

— в Дубне в группе Ю.А. Александрова [2]. Наиболее свежие данные для экспериментальных значений $\langle r_E^2 \rangle_n$ приведены в докладе Г.С. Самосвата [132], который, опираясь на работу [133], также приводит два значения $\langle r_E^2 \rangle_n$ разных знаков:

$$\langle r_E^2 \rangle_n = -0,010 \text{ фм}^2 \quad \text{и} \quad \langle r_E^2 \rangle_n = 0,013 \text{ фм}^2. \quad (67)$$

И хотя и наглядная модель нуклона, и теория (как старая — мезонная, так и новая — квантово-хромодинамическая) предпочитают отрицательное⁸ значение $\langle r_E^2 \rangle_n$, точку в этом споре должны поставить еще более точные

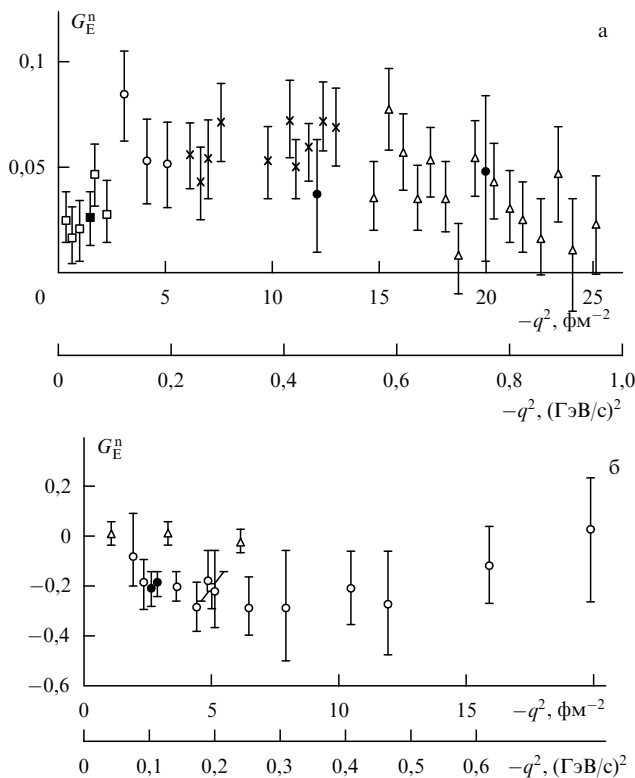


Рис. 18. Экспериментальная зависимость $G_{E_n}(q^2)$: (а) из опытов по рассеянию; (б) из опытов по электророжению пионов на нуклонах.

⁷ По определению $\langle r_E^2 \rangle = \int \rho(\mathbf{r})r^2 d^3r$. Поэтому $\langle r_E^2 \rangle$ может быть как положительным, так и отрицательным.

⁸ Например, одна из моделей мешков — СВМ (см. раздел 8.3) дает $|\langle r_E^2 \rangle_n|^{1/2} \approx 0,35 \text{ фм}$ при отрицательном знаке [2].

эксперименты. А пока загадку электрического радиуса нейтрона считать решенной, пожалуй, еще нельзя⁹.

8. Экзотические свойства нейтрона

8.1. Гравитационное взаимодействие

Сегодня вряд ли можно считать гравитационное взаимодействие нейтрона экзотическим свойством, особенно после того, как мы рассмотрели вертикальные нейтронводы и гравитационный спектрометр. Но не так уж давно, когда физики могли использовать только тепловые нейтроны, возможность проверить универсальность ускорения свободного падения g на элементарной частице казалась удивительной или, во всяком случае, очень трудной задачей.

Действительно, в то время эту задачу можно было бы попытаться решить, измерив "падение" пучка тепловых нейтронов в конце горизонтального пути разумной длины (~ 10 м). Однако с помощью формул школьной физики легко показать, что это отклонение будет неизмеримо малым ($\sim 0,01$ см). Опять, как и во всех пучковых экспериментах, мешает слишком высокая скорость тепловых нейтронов. И только позднее, когда в распоряжении физиков появились ХН (которые на первых порах получали фильтрацией тепловых через поликристаллическое вещество¹⁰ типа BeO), ситуация значительно улучшилась. Для холодного нейтрона падение в гравитационном поле при движении в горизонтальном направлении уже становится измеримым.

Первый эксперимент по определению гравитационного взаимодействия нейтронов был поставлен в 1951 г. Мак-Рейнольдсом [135], который заметил, что ХН в конце 12-метрового пути отклонились вниз от горизонтальной линии на несколько миллиметров. Пересчет на ускорение свободного падения дал

$$g = (935 \pm 70) \text{ см с}^{-2}. \quad (68)$$

В 1962 г. аналогичное измерение сделали Дэббс и др. [136] на пролетном расстоянии 180 м (рис. 19), в конце которого пучок ХН опустился относительно тепловых на

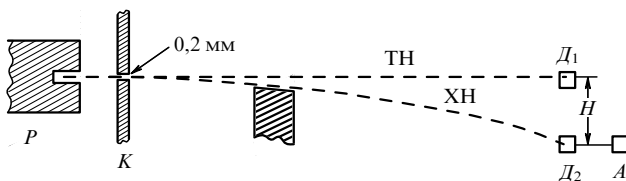


Рис. 19. Схема опыта по изучению гравитационного взаимодействия нейтронов: P — реактор, K — коллиматор, $ТН$ — траектория тепловых нейтронов, $ХН$ — траектория холодных нейтронов, $D_{1,2}$ — детекторы, A — анализатор расхождения пучков, H — величина сдвига.

⁹ Подробнее о формализме формфакторов можно прочесть в книгах [2] и [131], а о современном состоянии вопроса и сущности упомянутого спора — в книге [2] и докладе [134].

¹⁰ Согласно формуле Брэгга – Вульфа $n\lambda = 2d \sin \theta$, где n — порядок отражения, d — межплоскостное расстояние, θ — угол отражения, отражение первого порядка нейтронов с $\lambda > 2d$ невозможно ни при каких углах, т.е. такие нейтроны проходят через поликристаллическое вещество.

14,5 см. Такое большое "расщепление" пучков тепловых и холодных нейтронов позволило существенно повысить точность измерения g и получить для него значение

$$g = (975,4 \pm 3,1) \text{ см с}^{-2}, \quad (69)$$

которое очень близко к универсальному значению g_0 для данной местности: $g_0 = 979,74 \text{ см с}^{-2}$. Особенно наглядно падение нейтрона демонстрируется на установке в Дубне, где имеется еще более длинная пролетная база.

В заключение этого раздела заметим, что из точных опытов по методу Этвеша, выполненных для двух макроскопических тел с разными значениями Z/A , можно сделать вывод об одинаковости значений g для нейтрона и протона с погрешностью 2×10^{-9} и равенстве инертной и гравитационной масс с погрешностью 10^{-12} .

Что касается экзотики в гравитационном взаимодействии нейтрона, то, может быть, ее все же можно усмотреть в следующих двух проектах экспериментов.

1. Согласно общей теории относительности гравитационное поле, создаваемое некоторым телом, изменяется при его вращении вокруг собственной оси. У нейтрона есть спин, т.е. он участвует в своеобразном квантовомеханическом "вращении". Поэтому гравитационные силы, действующие на нейтрон, должны зависеть от ориентации его спина относительно направления гравитационного поля, хотя, конечно, этот эффект не может быть сколько-нибудь заметным. В 1967 г. А.В. Мак-Рейнольдс показал [137] отсутствие подобного эффекта в пределах экспериментальной погрешности.

2. В 60-х годах активно обсуждалась проблема возможности существования антигравитации у античастиц (см., например, [138]). С этой точки зрения было бы любопытно проверить поведение в гравитационном поле пучка антинейтронов, хотя заранее можно сказать, что неожиданностей здесь не будет, так как равенство масс частиц и античастиц является следствием фундаментальной СРТ-теоремы, и для других частиц, например для антипротона, оно проверено экспериментально.

8.2. Электрический заряд нейтрона

Фейнберг и Гольдхабер показали [139], что несмотря на то, что из применения законов сохранения к ядерным реакциям с участием нейтрона для последнего всегда получается равенство нулю электрического заряда, на самом деле это утверждать нельзя. В теории нет запрета на ненулевой заряд нейтрона. Связано это с тем, что законы сохранения электрического, барионного и трех лептонных зарядов выполняются не только при привычных нам значениях для соответствующих квантовых чисел ($Z = 0, \pm 1$; $B = 0, \pm 1$; $L_e = L_\mu = L_\tau = 0, \pm 1$), но и при других значениях, являющихся линейными комбинациями первых. В связи с этим получается, что определить однозначно соотношение между электрическими зарядами всех элементарных частиц нельзя. В частности, это справедливо для нейтрона, который может иметь ненулевой электрический заряд. Имеется также ряд соображений космологического характера, из которых следует возможность существования у нейтрона электрического заряда масштаба

$$Q_n = \Delta q = Q_p - |Q_e| \approx (10^{-19} - 10^{-18}) |Q_e|, \quad (70)$$

где Q_p — заряд протона, а Q_e — заряд электрона (подробнее см. [2, 140]). В связи с этим имеют смысл эксперименты по поиску $Q_n \neq 0$.

Один из ранних прямых экспериментов был поставлен в 1956 г. И.С. Шапиро и И.В. Эстулиным [141], которые пытались обнаружить отклонение пучка медленных нейтронов в сильном поперечном электростатическом поле. В работе была получена оценка верхней границы заряда нейтрона

$$Q_n < 6 \times 10^{-12} |Q_e|. \quad (71)$$

В 1966 г. С.Г. Шалл и др. [142] провели более точное прямое измерение Q_n , используя методику двойного брэгговского отражения на двухкристальном спектрометре с длинным (1,5 м) плоским конденсатором ($E = 225000 \text{ В см}^{-1}$) между кристаллами. В этом случае было получено значение

$$Q_n = (-1,9 \pm 3,7) \times 10^{-18} |Q_e|. \quad (72)$$

Еще большую точность дали косвенные опыты 1957–1963 гг. по поиску заряда неионизированных атомов и молекул [143–145], основанные на измерении величины

$$Q_a = Z\Delta q + NQ_n = (Z + N)Q_n, \quad (73)$$

где Z — число электрон-протонных пар, а N — число нейтронов в атоме:

$$Q_n < 3 \times 10^{-20} |Q_e|. \quad (74)$$

Наконец, в 1987 г. Бауман и др. [146] получили наилучшую оценку Q_n прямым методом с использованием нейтронной оптики ХН:

$$Q_n = (-0,4 \pm 1,1) \times 10^{-21} |Q_e|. \quad (75)$$

Аналогичный результат был получен Ю.В. Борисовым и др. с использованием УХН [147]:

$$Q_n = (-4,3 \pm 7,1) \times 10^{-21} |Q_e|. \quad (76)$$

8.3. Поляризуемость

Нейтрон участвует во всех четырех видах взаимодействий: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном. Согласно современной квантовой теории поля он должен быть окружен "облаком" (или "шубой") из квантов соответствующих взаимодействий. Плотность облака тем больше, чем сильнее взаимодействие. Аналогично и эффекты, обусловленные облаком, растут в той же последовательности. Наибольшее влияние на свойства нейтрона оказывает мезонное облако, образованное квантами сильного взаимодействия (в основном π -мезонами). Мы уже говорили о нем в связи с обсуждением проблемы существования магнитного момента у незаряженного нейтрона ¹¹.

Облако потому так и называется, что оно не жесткое, а легко деформируемое. Деформация мезонного облака под действием электрического или (и) магнитного поля называется поляризуемостью. Электрическая поляризуе-

мость α определяется как [147]

$$\alpha_E = \alpha \mathbf{E}, \quad (77)$$

где α_E — индуцируемый (динамический) ЭДМ, а \mathbf{E} — внешнее статическое электрическое поле. Магнитная поляризуемость β определяется как

$$\mathbf{d}_M = \beta \mathbf{H}, \quad (78)$$

где \mathbf{d}_M — индуцируемый магнитный дипольный момент, а \mathbf{H} — внешнее магнитное поле. Наличие поляризуемости нейтрона приводит к изменению его энергии в электрическом или (и) магнитном поле, по которому она может быть определена.

Индуцируемый дипольный момент может возникнуть, например, при взаимодействии γ -квантов с дейтронами или при рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах. Приведем несколько оценок поляризуемости нейтрона, воспользовавшись данными из уже упоминавшегося доклада Ю.А. Александрова [134].

Обработка результатов измерения сечения фотопоглощения дейтроном дает

$$\bar{\alpha}_n + \bar{\beta}_n = (15,8 \pm 0,5) \times 10^{-4} \text{ фм}^3. \quad (79)$$

Близкие расчетные значения получаются в простой кварковой модели, а также в одной из моделей мешков (СВМ — Cloudy Bag Model), в которой поляризуемость определяется дисторсией пионного облака ¹².

Из измерений квазисвободного комптоновского рассеяния на нейтроне, связанном в дейтроне, Розе и др. в 1990 г. было получено значение [134]

$$\bar{\alpha}_n = (11,7_{-11,7}^{+4,3}) \times 10^{-4} \text{ фм}^3, \quad (80)$$

т.е. фактически верхняя граница. Аналогично выглядит результат, полученный при исследовании углового распределения упругого рассеяния нейтронов на ядрах свинца [134]:

$$(-5 < \bar{\alpha}_n < 6) \times 10^{-3} \text{ фм}^3. \quad (81)$$

Ненулевое значение α_n было получено в измерениях Шмидмайера σ_{tot} нейтронов на ²⁰⁸Pb [150], выполненных в 1991 г.:

$$\bar{\alpha}_n = (1,20 \pm 0,15 \pm 0,20) \times 10^{-3} \text{ фм}^3, \quad (82)$$

первой указана статистическая погрешность, второй — систематическая. Однако в результате последующего обсуждения было высказано предположение, что полученный результат также дает лишь верхнюю границу

¹² Согласно СВМ-модели нейтрон состоит из трех цветных кварков (udd), заключенных внутри "мешка", из которого они не могут вылететь (конфайнмент). Между кварками действуют мощные силы, квантами которых являются цветные глюоны. За пределами мешка эти силы не проявляются (нейтрон бесцветен) и взаимодействие с другими адронами осуществляется с помощью обычных ядерных (мезонных) сил. Таким образом, в этой модели сохраняется старая наглядная картина с π^- -мезонным облаком, окружающим нейтронный "мешок", что позволяет использовать прежние феноменологические представления о происхождении магнитного момента нейтрона и о распределении по его объему электрического заряда.

¹¹ Несколько подробнее о мезонной теории ядерных сил, кварках и некоторых родственных вопросах, связанных с ролью нуклонных степеней свободы, можно прочесть, не выходя за пределы УФН, например во вводных разделах статей [148] и [149].

для α_n :

$$\bar{\alpha}_n < 2 \times 10^{-3} \text{ фм}^3. \quad (83)$$

8.4. Распад нейтрона с нарушением сохранения барионного числа ($\Delta B = 1$)

О теории, уравнения которой инвариантны относительно некоторых специальных преобразований, говорят, что она симметрична относительно них. Так, специальная теория относительности релятивистски инвариантна, т.е. симметрична относительно преобразований Лоренца. Описываемые ею физические законы не зависят от скорости движения наблюдателя, если она постоянна (не зависят от выбора системы отсчета).

Эта симметрия глобальна, потому что относительная скорость движения двух инерциальных систем отсчета не зависит от времени и координат. Если, однако, скорость зависит от времени и координат (движение с ускорением), то глобальная симметрия нарушается (например, разгон космического корабля), но ее можно восстановить в месте нарушения, введя компенсирующее (калибровочное) гравитационное поле (локальная лоренц-симметрия).

В 1954 г. Янг и Миллс показали, что локальная инвариантность какой-либо теории должна всегда приводить к появлению некоторых дополнительных компенсирующих полей с новыми квантами — калибровочными бозонами. При этом подобно квантовой электродинамике калибровочные теории оказываются перенормируемыми.

В настоящее время известно, что сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия удовлетворяют этому общему принципу локальной калибровочной симметрии (дополненному идеей о ее спонтанном нарушении в слабом взаимодействии и идеей о конфайнменте кварков в сильном). Калибровочными бозонами сильного взаимодействия являются восемь цветных глюонов, а электрослабого — промежуточные W^\pm - и Z^0 -бозоны и фотон.

Общая калибровочная природа всех трех взаимодействий позволяет надеяться на создание теории, объединяющей сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия. Эта теория — ее назвали Великим Объединением (Grand Unification) — должна быть связана с более широкой группой симметрии (возможно, $SU(5)$), чем те, которые используются в каждой из перечисленных теорий (например, $SU(2)$ при изотопической симметрии, $SU(3)$ при октетной, $SU(2) \times U1$ в теории электрослабого взаимодействия).

В группу $SU(5)$ на равных правах входят как кварки, так и лептоны, между которыми становятся возможными переходы. Другими словами, соответствующая теория приводит к возможности нарушения закона сохранения барионного и лептонного чисел ($\Delta B = 1$, $\Delta L = -1$), но с сохранением разности $B - L$, например, в процессах

$$p \rightarrow e^+ \pi^0, \quad p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-. \quad (84)$$

В обоих процессах слева $B - L = 1 - 0$, справа $B - L = 0 + 1$, т.е. $\Delta(B - L) = 0$. Для процессов (84) теория дает оценку времени жизни протона $10^{31} - 10^{33}$ лет.

Аналогичные соображения относятся и к нейтронам, связанным в ядрах, для которых можно ожидать про-

цессы распада типа

$$n \rightarrow e^+ \pi^-, \quad n \rightarrow \pi^0 \tilde{\nu}_e. \quad (85)$$

Поиски таких процессов производятся в глубоких (до 7,6 км водного эквивалента) подземных лабораториях, хорошо защищенных от космического фона, с применением детекторов, масса которых достигает нескольких тысяч тонн. Принцип работы одной из разновидностей детектора заключается в регистрации с помощью нескольких тысяч фотоумножителей черенковского излучения, возникающего при движении в воде со сверхсветовой скоростью заряженных частиц от распада нуклона. Истинный распад нуклона можно отличить от фоновых событий (которые пока только и зарегистрированы) по кинематике. Работы ведутся примерно в десяти лабораториях мира (см., например, [151]). На основании данных из этих экспериментов можно оценить время распада нейтрона с $\Delta B = 1$:

$$\tau_n^{\Delta B=1} > 10^{32} \text{ лет}. \quad (86)$$

Это, конечно, очень оптимистичная оценка, которая означает, что человек (состоящий примерно из 4×10^{28} нуклонов) должен прожить около 2500 лет до того, как он потеряет от распада один-единственный нуклон. Но для физика более заманчивым результатом была бы регистрация такого единственного распада в огромном детекторе, потому что это было бы настоящей экзотикой, свидетельствовало бы о нарушении закона сохранения барионного числа с далеко идущими последствиями для теории.

8.5. Нейтрон-антинейтронные осцилляции ($\Delta B = 2$)

В 1956 г. на бэватроне в Беркли (США) Корк, Ламбертсон, Пиччиони и Вентцель открыли античастицу нейтрона — антинейтрон \bar{n} . Антинейтроны рождались в процессе перезарядки антипротонов \bar{p} , открытых на том же ускорителе в 1955 г. [152]:

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n, \quad \bar{p} + n \rightarrow \bar{n} + n + \pi^-. \quad (87)$$

Антипротонный канал ускорителя выделял 5–10 антипротонов в минуту. В реакции (87) рождалось 0,003 \bar{n} на один \bar{p} .

Основным свойством антинейтрона (так же как и антипротона) является его аннигиляция при встрече с нуклоном с выделением огромной энергии $2m_N c^2 \approx 1900$ МэВ. По этому свойству антинейтронные события выделялись из большого фона событий, вызванных другими нейтральными частицами.

Другие свойства \bar{n} таковы:

$$B = -1, \quad Z = 0, \quad m_{\bar{n}} = m_n, \quad \sigma_{\bar{n}} = \frac{1}{2}, \\ \mu_{\bar{n}} = -\mu_n, \quad P = -1, \quad T = \frac{1}{2}, \quad T_3 = +\frac{1}{2}, \quad (88)$$

схема радиоактивного распада и период полураспада:

$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e, \quad T_{1/2}(\bar{n}) = T_{1/2}(n). \quad (89)$$

Аннигиляция сопровождается возникновением в среднем пяти пионов (в 95 % случаев) и пары К-мезонов (в 5 % случаев).

Из-за равенства масс n и \bar{n} уровни энергии, характеризующие их значения, вырождены и даже при сверхслабом взаимодействии могут перемешиваться, т.е., в принципе, можно говорить о процессах перехода n в \bar{n} и обратно (нейтрон-антинейтронные осцилляции в вакууме)¹³.

$n\bar{n}$ -осцилляции должны сопровождаться изменением барионного числа на две единицы:

$$\Delta B_{n\bar{n}} = 2. \quad (90)$$

Поэтому они запрещены в модели Великого Объединения, связанной с группой симметрии $SU(5)$, которая разрешает переходы с $\Delta B = 1$, $\Delta L = -1$ (распад нуклона). Однако в некоторых других моделях Великого Объединения взаимодействие, изменяющее B на две единицы, разрешено.

Кроме $n\bar{n}$ -осцилляций в вакууме изменение B на две единицы возможно также при одновременном распаде двух нейтронов ядра. Однако теория показывает, что второй процесс должен идти гораздо медленнее первого:

$$\tau_{\text{dec}} = m_n (\tau_{\text{os}})^2, \quad (91)$$

где $m_n \approx 10^{24} \text{ c}^{-1}$ (в системе единиц $c = \hbar = 1$).

В предположении, что $\tau_{\text{dec}} > 10^{32}$ лет получим для τ_{os} оценку

$$\tau_{\text{os}} > 5 \times 10^7 \text{ c}, \quad (92)$$

т.е. около 1,5 лет. Такой сравнительно не очень редкий процесс можно наблюдать в интенсивных пучках нейтронов, испускаемых ядерными реакторами. Процесс $n\bar{n}$ -осцилляции проявит себя появлением в пучке нейтронов антинейтрона, который может быть зарегистрирован по процессу аннигиляции. Подобные опыты подготовлены и уже проводятся, например, на пучке ХН реактора ILL в Гренобле. Основными узлами экспериментальной установки являются: источник ХН, дающий поток $5 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$, пролетная область длиной 74 м, аннигиляционная мишень толщиной 100 мкм и детектор для регистрации продуктов аннигиляции размерами $6 \times 7 \times 6$ м. Пролетная область защищена от магнитного поля Земли магнитными экранами, а детектор включен в схему антисовпадений с системой счетчиков, защищающих его от космического фона. Подобные параметры установки позволяют рассчитывать на обнаружение $n\bar{n}$ -осцилляций, если $\tau_{\text{os}} < 10^8 \text{ c}$. В 1990 г. на этой установке получена оценка [153] $\tau_{\text{os}} > 10^7 \text{ c}$, а в 1995 г. даже [134]

$$\tau_{\text{os}} \geq 0,86 \times 10^8 \text{ c}. \quad (93)$$

Интенсивность нейтронных пучков современных реакторов и мезонных фабрик позволяет надеяться обнаружить $n\bar{n}$ -осцилляции, даже если $\tau_{\text{os}} > 10^9 \text{ c}$ [154]. Однако следует иметь в виду, что верхняя граница теоретических оценок¹⁴ равна $\tau_{\text{os}} = 10^{37} \text{ c}$.

9. Новые проблемы, идеи и проекты

9.1. Аномалии в хранении УХН

9.1.1. "Возрождение" утечки УХН. В разделе 3.5 мы попытались нарисовать картину радостного облегчения, которое испытали физики, когда была найдена основная причина потерь УХН в вещественных ловушках. Этой причиной оказалось нагревание УХН до тепловых энергий при неупругом соударении с ядрами водорода, незримо присутствующими на стенках ловушки, и последующий уход тепловых нейтронов через ее стенки. После этого достижения физика УХН вышла на новый уровень и получила много великолепных результатов. Однако победа оказалась неполной.

В сентябре 1995 г. Штейрл и Малик в своем докладе на VII нейтронной школе в Дубне [61] обратили внимание на то, что в последние несколько лет появились сообщения об аномально малом числе β -распадов УХН, хранящихся в вещественных ловушках при низких ($\sim 10 \text{ K}$) температурах, по сравнению с теоретическими ожиданиями. Другими словами, экспериментально наблюдаемое число соударений УХН до их исчезновения остается все-таки много (в сотни раз) меньше, чем вытекает из теории. При этом никакими разумными причинами типа больших сечений поглощения и неупругого рассеяния для ядер, из которых состоит материал стенок или возможные загрязнения (включая бор и азот), наличия в стенках микроскопических трещин, шероховатости стенок или их вибрации и т.п. объяснить наблюдаемый эффект не удавалось. Любая из этих причин могла объяснить лишь ничтожно малую часть эффекта ($1/40 - 1/30$), а все вместе не более 10 %. Таким образом, проблема утечки УХН возродилась снова (на другом уровне) и в столь непонятном виде, что ее принято называть сейчас аномалией хранения УХН. Основными источниками сведений о новой аномалии хранения УХН авторы доклада [61] называют работы, выполненные в Дубне и Гатчине А.В. Стрелковым [156], В.П. Алфименковым с сотрудниками [157] и В.В. Несвижевским с сотрудниками [158].

Наиболее убедительно и наглядно аномалию хранения УХН при низких температурах иллюстрирует рис. 20, на котором приведены результаты экспериментов, проведенных В.П. Алфименковым и др. [157] в Гатчине. На рисунке представлены два типа кривых. Кривые $1c-4c$ характеризуют ход сечения потерь УХН в зависимости от температуры ловушек разной формы с различными способами обработки их стенок. Кривые $1a-3a$ описывают ход сечения потерь при измерении пропускания более быстрых нейтронов ($v = 8 - 15 \text{ м с}^{-1}$) через тонкие Ве-образцы, изготовленные по различной технологии. Кроме того, на рисунке приведена теоретическая кривая $1b$ температурной зависимости суммарного сечения поглощения и неупругого рассеяния $\sigma_a + \sigma_{\text{in}}$, рассчитанная по модели Дебая.

В экспериментах по хранению УХН в Ве-ловушках сечение потерь σ было получено как разность измеренных потерь при хранении и потерь, обусловленных только β -распадом. Эти дополнительные потери были отнесены к потерям от соударения со стенками и выражены в виде сечения при стандартной скорости нейтронов 2200 м с^{-1} .

¹³ О родственных по математическому формализму явлениях осцилляций K^0 -мезонов и нейтрино, а также подробнее о свойствах антинейтронов можно прочитать, например, в [131].

¹⁴ Подробнее см. [2] и [155].

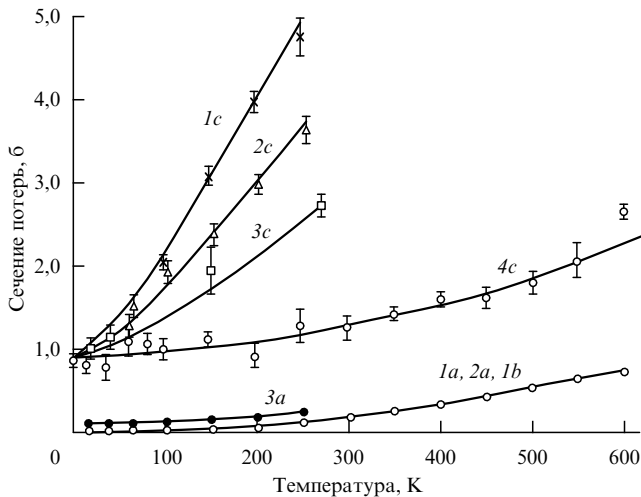


Рис. 20. Аномалия хранения УХН при низких температурах: *1a–3a* — кривые сечения потерь, полученные методом пропускания нейтронов через различные образцы Ве (*1a* — образец, полученный плавлением, *2a* — квазимонокристаллический, *3a* — спрессованный), *1b* — теоретическая кривая, *1c–4c* — кривые сечения потерь при хранении УХН (*1c* — сферическая ловушка с осажденным недегазированной Ве; *2c* — цилиндрическая ловушка с осажденным Ве, дегазированная при 250 °С в течение 5 ч; *3c* — всякая Ве-ловушка, дегазированная при 300 °С в течение 8 ч; *4c* — сферическая ловушка с осажденным Ве, дегазированная в течение 28 ч при 350 °С и очищенная с помощью He и D₂).

Основные выводы, которые можно сделать из рассмотрения рис. 20, заключаются в следующем.

Сечения потерь, полученные в результате измерений пропускания нейтронов, хорошо соответствуют расчетной кривой (кроме кривой для спрессованного Ве, что объясняется его специфической структурой) и при предельно низкой температуре 10 К равны очень малой величине 0,008 б.

В отличие от предыдущего случая сечения потерь при высоких температурах, измеренные в экспериментах по хранению УХН, "чувствуют" форму ловушки и способ обработки ее стенок, но все четыре кривые стремятся к одному и тому же значению $\sigma = 0,9$ б при температуре 10 К. Это значение примерно в 100 раз больше расчетного и экспериментальных значений, полученных в предыдущем случае, и, как это следует из сравнения кривых *4c* и *1b*, не зависит от температуры.

Описанный эффект обладает столь удивительными свойствами ("стеночный" характер проявления, огромное значение и независимость от температуры), что он действительно может быть назван аномальным, а соответствующая аддитивная величина сечения потерь $\sigma = 0,9$ б — аномальным сечением потерь $\sigma_{\text{ан}}$.

В заключение этого раздела сделаем несколько замечаний.

Авторы работ [156–158] отмечают, что обнаруженный ими аномальный эффект для Ве-ловушки, по-видимому, еще раньше наблюдался П. Ажероном и др. [159], однако, как заметил В.К. Игнатович [5], они использовали для интерпретации результата неверное значение сечения для Ве.

Кроме Ве аномальное поведение утечки УХН наблюдалось и для других стеночных материалов с очень малым ядерным поглощением. Ю.Ю. Косвинцев и др.

[160] и В.И. Морозов [161] исследовали D₂O, В.П. Алфименков и др. [157] — O₂ и CO₂. Во всех этих случаях экспериментально зарегистрированные потери при низких температурах превосходили расчетное значение, как и в случае с Ве, примерно в 100 раз.

И, наконец, пожалуй, самое любопытное замечание. Необычность аномального эффекта так сильно поразила физиков, что в качестве одного из возможных способов его объяснения (кроме перечисленных в начале этого раздела) было предложено квантовомеханическое подбарьерное прохождение УХН через стенки ловушки. Но эксперимент не подтвердил эту гипотезу. Аномальный эффект хранения УХН пока не нашел своего полного объяснения¹⁵.

9.1.2. Аномальное охлаждение УХН при их хранении. В 1979 г. Ю.Ю. Косвинцев и др. изучали предполагаемое нагревание УХН очень низкой энергии ($E = (6 \div 29) \times 10^{-9}$ эВ) при квазиупругом рассеянии, вызванном вибрацией стенок [162]. Нейтроны хранились в медной ловушке при комнатной температуре. Спектр УХН регулировался введением в ловушку сверху полиэтиленового диска. При расположении поглощающего диска на высоте h от дна ловушки спектр хранящихся УХН ограничивался сверху энергией только тех нейтронов, высота "прыжка" которых была меньше h . Процедура измерений сводилась к изменению высоты h и определению спектра для двух различных времен выдержки t_W между наполнением ловушки и опусканием диска на данную высоту h : а) $t_W = 0$ и б) $t_W = 140$ с. При этом спектр б) был исправлен на потери из-за β -распада и стеночный эффект. При сравнении исправленного спектра б) со спектром а) оказалось, что весь спектр УХН за время выдержки 140 с сдвинулся в сторону более низких энергий на величину $\Delta\epsilon$, эквивалентную изменению высоты на $\Delta h = 2–3$ см.

Как и аномалия, рассмотренная в предыдущем разделе, эффект охлаждения УХН от взаимодействия с в 10^5 раз более теплой стенкой представляется авторам доклада [61] большой загадкой, хотя авторы самого этого наблюдения склонны объяснять эффект "охлаждения" естественным расширением спектра из-за квазиупругого рассеяния, вызванного вибрациями стенок.

9.2. Идеи создания новых источников холодных и ультрахолодных нейтронов

Проекты новых экспериментов по уточнению фундаментальных параметров нейтрона требуют повышения интенсивности источников ХН, ОХН и УХН. А. Штейрл и С.С. Малик [50] перечислили несколько способов увеличения интенсивности таких источников.

1. Дальнейшее усовершенствование жидкогелиевого источника, который может обеспечить, как показали А.И. Килвингтон и др. [163], большую плотность УХН внутри конвертера с жидким гелием. Реализация этого проекта затрудняется предъявлением очень высоких требований к устройству для извлечения УХН из конвер-

¹⁵ Незадолго до сдачи рукописи в печать В.И. Морозов сообщил авторам настоящей статьи, что примерно половина ($\sim 40\%$) наблюдающегося аномального эффекта хранения УХН объясняется процессом захвата нейтронов стеночными протонами с образованием γ -квантов.

тера (прозрачность для УХН, непроницаемость для гелия, хорошая теплозащита). Некоторые возможности преодоления этих трудностей рассмотрены в работах Р. Голуба и К. Бенинга [164] и Х. Иошики и др. [165] по использованию жидкогелиевого нейтронного источника в пучках нейтронов деления. Кроме того, интересные возможности для проведения физических исследований существуют, как показали А.И. Килвингтон и др. [163] и Р. Голуб [166], и без извлечения УХН из источника (см. раздел 9.3).

2. Другая возможность получения интенсивного источника УХН связана с перспективой использования пиковой интенсивности импульсных реакторов. Известно, например, что импульсный реактор ИБР-2 в Дубне при усредненной по времени плотности потока нейтронов $10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ имеет очень высокую пиковую плотность $7 \times 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Если удастся извлекать УХН из пучка нейтронов в момент достижения реактором пиковой мощности, то плотность захваченных в ловушку УХН будет пропорциональна именно ей. Для реализации этой идеи М.И. Новопольцев и др. [167] предложили использовать холодный конвертер с быстрой магнитной заслонкой, пропускающей УХН (в определенном диапазоне энергий) только в течение нейтронной вспышки продолжительностью 300 мкс.

3. Еще одну идею получения интенсивного источника УХН от импульсного реактора предложили Т.О. Бран и др. в работе [168], в которой описана так называемая кристаллическая турбина. Это устройство представляет собой вращающееся плечо длиной 1,2 м, на котором смонтирован кристалл, используемый как удаляющийся от нейтронов отражатель. Принцип работы этого устройства близок к идее нейтронной турбины, описанной в разделе 3.4.2. Но в данном случае убегающий от пучка кристалл преобразует энергию нейтронов с помощью эффекта Доплера. Реализация этого проекта затрудняется из-за отсутствия кристаллов с высокой отражающей способностью для всего диапазона скоростей падающих нейтронов, необходимых для получения полного спектра УХН.

По поводу пунктов 2 и 3 полезно отметить возможность существования одной общей для них трудности, связанной с тем, что время установления равновесных спектров ОХН и УХН больше длительности первичной нейтронной вспышки, что может приводить к уменьшению интенсивности источников ОХН и УХН. Способом борьбы с этой трудностью является "отравление" замедлителя поглотителем, которое должно приводить к уменьшению эффективности источника.

4. Наконец, существует еще один очевидный, так сказать, "лобовой" метод увеличения интенсивности источников ОХН и УХН — это увеличение мощности стационарных реакторов, которое приведет к увеличению интенсивности первичного пучка нейтронов, а значит, и пучков ХН, ОХН и УХН. Но этим способом вряд ли можно получить выигрыш больше десятки.

9.3. Проекты новых экспериментов по поиску d_n и измерению τ_n и угловых корреляций

9.3.1. Перспектива дальнейших поисков ЭДМ нейтрона. В разделе 6.1 мы видели, что модель Сахарова–Эллиса предсказывает значение d_n в пределах $3 \times 10^{-28} - 2 \times 10^{-25} \text{ e см}$. И если для достижения верхней границы этих значений чувствительность современных экспери-

ментов, как это следует из формулы (44), почти достаточна, то для достижения нижней границы ее надо увеличить примерно в 1000 раз. В соответствии с формулой (44) это можно сделать, увеличив E , T и N (а также с помощью общего усовершенствования методики и процедуры измерений).

Перечислим некоторые конкретные рекомендации по усовершенствованию методики поисков d_n (часть из которых уже реализована), воспользовавшись работами К. Шреккенбаха и В. Мампе [169] и докладом А. Штейн-ерла и С.С. Малика [61].

1. Увеличение объема накопительной ловушки УХН (повышение скорости счета).

2. Использование в качестве магнитометров веществ (например, ^{199}Hg), вводимых непосредственно в объем ловушки (уменьшение систематической погрешности).

3. Заполнение ловушки ^4He с примесью поляризованного ^3He , что обещает особенно большой выигрыш [166, 170] по следующим причинам:

а) вследствие эффективного снижения энергии ХН в сверхтекучем ^4He существенно повысится плотность УХН, что может дать выигрыш в чувствительности примерно в 100 раз;

б) заряженные частицы, испускаемые в процессе поглощения нейтронов, вызовут сцинтилляции в ^4He , которые могут быть легко зарегистрированы (после конверсии ультрафиолетового излучения в видимый свет). Это явление обеспечивает возможность проведения измерений внутри ловушки;

в) благодаря измерениям внутри ловушки примерно в 3 раза уменьшаются потери УХН;

г) благодаря наличию между электродами гелия можно заметно (примерно в 5 раз) повысить напряженность электрического поля;

д) поскольку поляризованные ядра ^3He могут поглощать нейтроны только с противоположно направленными спинами, должна наблюдаться существенная поляризация нейтронов;

е) ^3He так же, как и ^{199}Hg , может служить объемным магнитометром.

Таким образом, согласно приведенным оценкам суммарный выигрыш в чувствительности может действительно достичь 1000, что позволит добраться до нижней границы ($3 \times 10^{-28} \text{ e см}$) оценки ЭДМ нейтрона по гипотезе Сахарова–Эллиса. Однако теоретическое значение (10^{-32} e см), даваемое стандартной моделью электрослабого взаимодействия, по-прежнему останется недостижимым. Но поскольку, как мы видели в разделе 6.1, оптимистичных оценок гораздо больше, чем пессимистичных, будем надеяться, что финиш погони за $d_n \neq 0$ не за горами.

9.3.2. Новый проект измерения времени жизни нейтрона с повышенной точностью. Д.М. Дойл и С.Л. Ламоро [171] предложили новую экспериментальную методику измерения времени жизни нейтрона с использованием УХН, образующихся и хранящихся в трехмерной магнитной ловушке, наполненной гелием. Основой метода является режим образования и хранения УХН при неупругом рассеянии холодных ($8,9 \text{ \AA}$) нейтронов в сверхтекучем ^4He [163, 172, 173].

β -распад нейтронов должен регистрироваться практически со 100 %-ной эффективностью по сцинтилляциям в гелии, вызываемым быстрыми заряженными

частицами распада. Время жизни нейтрона определяется непосредственно с помощью измерения скорости счета сцинтилляций как функции времени.

Предлагаемая методика имеет три принципиальных преимущества по сравнению с прежними экспериментами с магнитным накоплением: более высокую накапливаемую плотность УХН при образовании их в сверхтекучем гелии, непосредственное определение числа нейтронов в ловушке и устранение потерь, порождаемых бетатронными осцилляциями.

Ожидается, что суммарная систематическая погрешность из-за утечки УХН у краев ловушки, поглощения примесями (в частности, ^3He) и неупругого рассеяния вверх по энергии не будет превышать 0,001 %, в результате чего точность измерения времени жизни нейтрона должна повыситься по крайней мере в 50 раз.

9.3.3. Проекты некоторых других новых экспериментов. Перечислим кратко еще несколько новых проектов и ведущихся экспериментов.

1. Б.Г. Ерозолиимский предложил [174] проект одно-временного измерения константы B и отношения a/A с помощью двух детекторов в 180° -геометрии с очень малыми телесными углами регистрации. Анализ проекта показывает, что постановка этого эксперимента не требует прецизионной спектрометрии частиц, что должно уменьшить систематическую погрешность. Машинные расчеты, выполненные в 1994 г., доказывают возможность его осуществления.

2. В том же докладе [174] сообщается о новых измерениях τ_n в группе В.И. Морозова и обработке результатов измерения τ_n в NIST (США), выполненных по методу Берна. Ожидаемая точность в обеих работах $\pm(1 - 2,5)$ с.

3. В ПИЯФ и РНЦ "Курчатовский институт", с одной стороны, [175] и NIST (США), с другой (частное сообщение M.S. Dewey из NIST), подготовлена установка для измерения трехвекторной корреляции с погрешностью $\pm 2 \times 10^{-4}$.

Прогресс в точности экспериментов по измерению трехвекторной корреляции помимо использования статистической точности связан с повышением симметричности применяемых установок для подавления ложных эффектов. Так, эксперимент, готовящийся к постановке в NIST, будет иметь четыре пары детекторов. В эксперименте, подготовленном сотрудничеством ПИЯФ и РНЦ "Курчатовский институт", сохранены две пары детекторов, но предусмотрено медленное вращение систем выделения и регистрации протонов распада во время эксперимента. Такое вращение позволит физически усреднить азимутальные неоднородности потерь протонов при их регистрации, которые могут имитировать искомую асимметрию.

10. Заключение

За истекшие 65 лет со дня открытия нейтрона мы очень много узнали о его свойствах, но, пожалуй, не меньше осталось и неразгаданного. Судите сами.

1. Предсказанные и открытые как частицы, сильно проникающие через вещество, нейтроны позднее обнаружили противоположное свойство возможности их длительного хранения в сосудах со стенками из вещества, а еще позднее оказалось, что часть хранящихся нейтронов

все-таки куда-то исчезает, и пока эта загадка полностью не разгадана.

2. Уже сравнительно давно стало известно, что нейтрон состоит из трех цветных валентных кварков ($n = \text{udd}$), имеющих электрические заряды ($q_u = (+2/3)|e|$, $q_d = (-1/3)|e|$), но как распределены они по его объему (каков электрический радиус нейтрона), не известно и даже не решен вопрос о величине полного электрического заряда нейтрона (не отличен ли он от нуля).

3. Остается загадочным и наличие у нейтрона большого магнитного момента. Если магнитный момент — это элементарный ток, то как должны двигаться заряженные кварки, чтобы они, с одной стороны, создавали магнитный момент, а с другой, не давали ни суммарного электрического заряда, ни распределенных по объему нейтрона положительных и отрицательных его частей? И почему магнитный радиус нейтрона совпадает и с электрическим и с магнитным радиусом протона?

Поневоле возникают ностальгические воспоминания о предложенной в свое время Г. Шоппером [176] модели нуклона с положительно заряженным ядром в его центре и мезонными (отрицательными у нейтрона и положительными у протона) облаками на периферии, которая все это объясняла. Однако существование ядра у нуклона не подтвердилось, а другой столь же наглядной модели пока нет. В последнее время к ней стала приближаться модель СВМ-мешков из квантовой хромодинамики.

4. До сих пор не обнаружен электрический дипольный момент нейтрона, хотя, казалось бы, из экспериментально установленного факта нарушения CP-инвариантности в K^0 -распаде он должен существовать. Правда, сравнение теоретических оценок с возможностями современного эксперимента показывает, что, по-видимому, его точность пока не достаточна, чтобы "дотянуться" до наиболее вероятных теоретических предсказаний. Тем не менее загадка остается.

5. Такое же соображение о недостаточной точности экспериментов можно высказать и по поводу того, что пока не обнаружены ни распад нейтрона (и протона) с $\Delta B = 1$, ни нейтрон-антинейтронные осцилляции с $\Delta B = 2$. Хотя в этих случаях следует добавить, что таких явлений может и не быть, если барионный заряд сохраняется строго.

6. Наконец, по поводу времени жизни и угловых корреляций в β -распаде нейтрона, которым мы уделили в нашей статье наибольшее внимание, можно сказать, что причиной обнаруженной загадочности в их поведении является не какая-либо особенность в свойствах нейтрона, а просто неучтенные погрешности экспериментов и не вполне адекватное теоретическое описание взаимодействий, в которых нейтрон участвует. Нет сомнений в том, что в относительно недалеком будущем и время жизни нейтрона и угловые корреляции в его β -распаде будут измерены гораздо точнее, чем они известны в настоящее время.

Однако для самого нейтрона это будет, хотя и очень важное, но все-таки лишь *количественное* уточнение *известных* свойств, в то время как в области теории оно может привести к радикальному *качественному* изменению ее основных положений, например к предсказанию существования правых токов и правого W-бозона. А если и не приведет к столь радикальным следствиям, т.е.

подтвердит справедливость классической ($V-A$)-теории, то это тоже будет замечательный результат! Таким образом, по поводу этой загадки, вероятно, можно сказать, что она так или иначе, но будет решена.

В заключение мы хотим извиниться перед теми читателями, которым наш обзор может показаться недостаточно полным. В нем, например, только мельком упоминаются такие важные вопросы, как ядерные реакции под действием нейтронов, замедление быстрых и свойства тепловых нейтронов, резонансные эффекты, дифракция и др. Оправданием нам может служить соображение, что все это относится не к свойствам нейтрона, а к процессам его взаимодействия с веществом. Правда, это соображение не оправдывает нас, когда речь идет (точнее, не идет) о длине пп-рассеяния и сравнении ее с длиной рр-рассеяния или о слабом пп-взаимодействии, протекающем с нарушением Р-четности. Здесь нас может оправдать только известный афоризм: "Нельзя объять необъятное".

Работа по изучению свойств нейтрона продолжается и остается увлекательной и многообещающей.

Список литературы

1. Абов Ю Г, Гулько А Д, Крупчицкий П А *Поляризованные медленные нейтроны* (М.: Атомиздат, 1966)
2. Александров Ю А *Фундаментальные свойства нейтрона* 3-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1992)
3. Власов Н А *Нейтроны* 2-е изд. (М.: Наука, 1971)
4. Гуревич И И, Тарасов Л В *Физика нейтронов низких энергий* (М.: Наука, 1965)
5. Игнатович В К *Физика ультрахолодных нейтронов* (М.: Наука, 1986); Игнатович В К, Лушиков В И *ЭЧАЯ* **15** (2) 330 (1984)
6. Крупчицкий П А *Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
7. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 1 Ч. 1 *Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
8. Франк А И *УФН* **137** (1) 5 (1982)
9. Weinberg S *Physica Scripta* **21** 773 (1980); Вайнберг С *УФН* **134** (2) 333 (1981)
10. Петров Ю В *УФН* **123** (3) 473 (1977)
11. Rutherford E *Proc. Roy. Soc. A* **97** 374 (1920)
12. Chadwick J, in *Actes du X Congres International d'Histoire des Sciences, Ithaca, New York, 1962* Vol. 1 (Paris: Herman, 1964) p. 159
13. Bothe W, Becker H *Naturwissenschaften* **18** 705 (1930)
14. Curie I C.R. *Acad. Sci.* **193** 1412 (1931)
15. Joliot F C.R. *Acad. Sci.* **193** 1415 (1931)
16. Curie I, Joliot F C.R. *Acad. Sci.* **194** 273 (1932)
17. Chadwick J *Nature* **129** (February 27) 312 (1932)
18. Heisenberg W *Z. Phys.* **77** 1 (1932)
19. Ivanenko D *Nature* **129** (3265) 798 (1932)
20. Ivanenko D C.R. *Acad. Sci.* **195** 439 (1932)
21. Fermi E *Z. Phys.* **88** 161 (1934)
22. Yukawa H *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* **17** (2) 48 (1935)
23. Зельдович Я, Харитон Ю *ЖЭТФ* **9** 1425 (1939); **10** 29 (1940); **10** 477 (1940)
24. Fermi E *Nature* **133** (June 16) 898 (1934)
25. Hahn O, Strassmann F *Naturwissenschaften* **27** 11 (1939)
26. McMillan E, Abelson P H *Phys. Rev.* **57** 1185 (1940)
27. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 1 Ч. 2 *Ядерные взаимодействия* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
28. "Review of Particle Properties" *Phys. Rev. D* **50** 1173 (1994)
29. Паули В, в кн.: *Теоретическая физика XX века* (М., 1962) с. 390
30. Понтекорво Б М *УФН* **141** (4) 675 (1983)
31. Reines F, Cowan C L *Phys. Rev.* **92** 830 (1953); Рейнес Ф, Коуэн К Л *УФН* **62** 391 (1957)
32. Шапиро Ф Л *ЭЧАЯ* **2** 973 (1972)
33. Зельдович Я Б *ЖЭТФ* **36** 1952 (1959)
34. Владимирский В В *ЖЭТФ* **39** 1062 (1960)
35. Шапиро Ф Л *УФН* **95** 145 (1968)
36. Лушиков В И и др., Препринт ОИЯИ РЗ-4127 (Дубна, 1968); *Письма в ЖЭТФ* **9** (1) 40 (1969)
37. Грошев Л В и др., Препринт ОИЯИ РЗ-5392 (Дубна, 1970); *Phys. Lett. B* **36** (4) 293 (1971)
38. Шапиро Ф Л и др., Препринт ОИЯИ РЗ-5554 (Дубна, 1970); *ЭЧАЯ* **2** (4) 973 (1972)
39. Голиков В В, Лушиков В И, Шапиро Ф Л, Препринт ОИЯИ РЗ-6556 (Дубна, 1972); *ЖЭТФ* **64** (1) 73 (1973)
40. Грошев Л В и др., Препринт ОИЯИ РЗ-7282 (Дубна, 1973)
41. Замятин Ю С и др., Сообщение ОИЯИ РЗ-7946 (Дубна, 1973)
42. Шапиро Ф Л, Препринт ОИЯИ РЗ-7135 (Дубна, 1972); in *Nuclear Structure Study with Neutrons* (London: Plenum Press, 1974) p. 259
43. Steyerl A *Phys. Lett. B* **29** 33 (1969)
44. Steyerl A "Transmissionmessungen mit ultrakalten Neutronen" Dissertation (München: Technische Universität München, 1971)
45. Антонов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **24** 387 (1976)
46. Абов Ю Г и др., в сб. *Нейтронная физика* Тр. Всесоюз. конференции Ч. 1 (М.: ЦНИИатоминформ, 1977) с. 197
47. Косвинцев Ю Ю, Кушнир Ю А, Морозов В И *Письма в ЖЭТФ* **23** 135 (1976)
48. Абов Ю Г и др., Препринт ИТЭФ-16 (М., 1981)
49. Абов Ю Г и др. *ЯФ* **38** 122 (1983)
50. Steyerl A, Malik S S *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 200 (1989)
51. Алтарев И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 269 (1986)
52. Altarev I S et al. *Phys. Lett. A* **80** 413 (1980)
53. Steyerl A et al. *Phys. Lett. A* **116** 347 (1986)
54. Steyerl A *Nucl. Instrum. Methods (Netherlands)* **125** 461 (1975)
55. Scheckenhofer H, Steyerl A *Phys. Rev. Lett.* **39** (21) 1310 (1977)
56. Kügler K J, Paul W, Trinks U *Phys. Lett. B* **72** 422 (1978)
57. Kügler K J et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **228** 240 (1985)
58. Anton F et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 101 (1989)
59. Stoica A D, Strelkov A V, Hetzelt M *Z. Phys. B (Germ.)* **29** 349 (1978); Стрелков А В, Хетцельт М *ЖЭТФ* **74** 23 (1978)
60. Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *Письма в ЖЭТФ* **36** 346 (1982)
61. Steyerl A, Malik S S, in *VII School on Neutron Physics Ratmino, 3-22 September Lectures Vol. 1* (Dubna, 1995) p. 109
62. Mampe W et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 111 (1989)
63. Snell A H, Miller L C *Bull. Soc.* **23** 2 (1948)
64. Snell A H, Miller L C *Phys. Rev.* **74** 1217 (1948)
65. Robson J M *Phys. Rev.* **77** 747 (1950)
66. Robson J M *Phys. Rev.* **78** 311 (1950)
67. Спивак П Е и др., в кн. *Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева 1955* *Физические исследования* (М.: Изд. АН СССР, 1955) с. 235
68. Бондаренко Л Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** (5) 328 (1978)
69. Спивак П Е *ЖЭТФ* **94** (9) 1 (1988)
70. Byrne J et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 289 (1990)
71. Byrne J et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 116 (1989)
72. Christensen C J et al. *Phys. Rev. D* **5** 1628 (1972)
73. Last J et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 995 (1988)
74. Kossakowski R et al. *Nucl. Phys. A* **503** 473 (1989)
75. Мампе В и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** (2) 77 (1993)
76. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** (7) 984 (1990)
77. Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *Письма в ЖЭТФ* **44** (10) 444 (1986); Morozov V I *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 108 (1989)
78. Мостовой Ю А *ЯФ* (в печати, вып. 7 1996)
79. Wilkinson D H *Nucl. Phys. A* **377** 474 (1982)
80. Sirlin A *Phys. Rev. D* **35** 3423 (1987)
81. Hardy J C et al. *Nucl. Phys. A* **509** 429 (1990)
82. Jackson J D, Treiman S B, Wyld H W *Phys. Rev.* **106** 517 (1957)
83. Ерозолимский Б Г, Мостовой Ю А *ЯФ* **53** (2) 418 (1991)
84. Требуховский Ю В и др. *ЖЭТФ* **36** 1314 (1959)
85. Владимирский В В и др. *Изв. АН СССР Сер. физ.* **25** 1121 (1961)
86. Григорьев В К и др. *ЯФ* **6** 329 (1967)
87. Balashov S N, Mostovoi Yu A, JINR E3-94-419 ISINN-2 (Dubna, 1994) p. 72
88. Stratowa Chr, Dobrozemsky R, Weinzierl P *Phys. Rev. D* **18** (11) 3970 (1978)
89. Vopp P et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 919 (1986)
90. Ерозолимский Б Г и др. *ЯФ* **52** 6 (12) 1583 (1990)

91. Ерозолимский Б Г и др. *ЯФ* **30** 3 (9) 692 (1979)
92. Schreckenbach K et al. *Phys. Lett. B* **349** 427 (1995)
93. Bussiere A et al. *J. Phys. E, Sci. Instrum.* **21** 1183 (1988)
94. Ерозолимский Б Г, Франк А И, Мостовой Ю А, Препринт ИАЭ-3180 (М., 1979)
95. Kuznetsov I A et al. *Письма в ЖЭТФ* **60** (5) 311 (1994)
96. Kuznetsov I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** (5) 794 (1995)
97. Serebrov A P et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **357** 503 (1995)
98. Ерозолимский Б Г и др. *ЯФ* **8** (1) 176 (1968)
99. Steinberg R I et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 41 (1974)
100. Ерозолимский Б Г и др. *ЯФ* **28** (1) 98 (1978)
101. Мостовой Ю А *Письма в ЖЭТФ* **38** 42 (1983)
102. Christensen C J, Krohn V E, Ringo G R *Phys. Rev. C* **1** 1693 (1970)
103. Krohn V E, Ringo G R *Phys. Lett. B* **55** 175 (1975)
104. Ерозолимский Б Г и др. *ЯФ* **11** (5) 1049 (1970)
105. Мостовой Ю А, Франк А И *Письма в ЖЭТФ* **24** (1) 43 (1976)
106. Гапонов Ю В, Шульгина Н Б *ЯФ* **49** (5) 1359 (1989)
107. Гапонов Ю В, Спивак П Е, Шульгина Н Б *ЯФ* **52** (6) 1653 (1990)
108. Carnoy A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 3249 (1990)
109. Dubbers D, Mampe W, Döhner J *Europhys. Lett.* **11** (3) 195 (1990)
110. Savard G et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** (9) 1521 (1995)
111. Сербров А П, Романенко Н В *Письма в ЖЭТФ* **55** (9) 490 (1992)
112. Bloch F *Phys. Rev.* **50** 259 (1936); **51** 994 (1937)
113. Schwinger J S *Phys. Rev.* **51** 544 (1937)
114. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 405 (1957); *Nucl. Phys.* **3** 127 (1957)
115. Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **304** 205 (1988)
116. Ellis J *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 33 (1989)
117. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
118. Ellis J et al. *Phys. Lett. B* **99** 101 (1981)
119. Pendlebury J M *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 687 (1993)
120. Bernstein J, Feinberg G, Lee T D *Phys. Rev.* **139** (6B) B1650 (1965)
121. Feinberg G *Phys. Rev.* **140** (5B) B1402 (1965)
122. Арбузов Б А *УФН* **95** (3) 460 (1968)
123. Baird J K et al. *Bull. Amer. Phys. Soc.* **12** 1073 (1967)
124. Braaten E, Li C S, Yuan T C *Phys. Rev. Lett.* **64** 1709 (1990)
125. Dress W B et al. *Phys. Rev. D* **15** (1) 9 (1977)
126. Greene G L et al. *Phys. Rev. D* **20** 2139 (1979)
127. Smith K F et al. *Phys. Lett. B* **234** 191 (1990)
128. Altarev I S et al. *Phys. Lett. B* **276** 242 (1992)
129. Rosenbluth M N *Phys. Rev.* **79** (4) 615 (1950)
130. Hofstadter R *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **7** 231 (1957)
131. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 2 *Физика элементарных частиц* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
132. Самосват Г С, in Ref. [61], p. 49
133. Leeb H, Teichtmeister C *Phys. Rev. C* **48** 1719 (1993)
134. Alexandrov Yu A, in Ref. [61], p. 9
135. McReynolds A W *Phys. Rev.* **83** (1) 233 (1951)
136. Dabbs J W T et al. *Phys. Rev.* **139** (3B) 756 (1965)
137. McReynolds A W *Bull. Amer. Phys. Soc.* **12** (1) 105 (1967)
138. Оконов Э О, Подгорецкий М И, Хрусталева О А *ЖЭТФ* **42** (3) 770 (1962)
139. Feinberg G, Goldhaber M *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **45** (8) 1301 (1959)
140. Маршак Р, Сударшан Э *Введение в физику элементарных частиц* (М.: ИЛ, 1962)
141. Шапиро И С, Эстулин И В *ЖЭТФ* **30** (3) 579 (1956)
142. Shull C G, Billman K W, Wedgwood F A *Phys. Rev.* **153** (5) 1415 (1967)
143. Hughes V W *Phys. Rev.* **105** (1) 170 (1957)
144. King J G *Phys. Rev. Lett.* **5** (12) 562 (1960)
145. Zorn J C, Chamberlain G E, Hughes V W *Phys. Rev.* **129** (6) 2566 (1963)
146. Baumann J et al. *J. Phys. E* **20** 448 (1987)
147. Борисов Ю В и др., Краткие сообщения ОИЯИ N21-87 (Дубна, 1987) с. 40
148. Ландсберг Л Г *УФН* **164** (11) 1129 (1994)
149. Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **165** (8) 841 (1995)
150. Schmiedmayer J et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1015 (1991)
151. Weinberg S *Sci. Am.* **244** (6) 52 (1981); *УФН* **137** (1) 151 (1982)
152. Серге Э *УФН* **68** (4) 621 (1959)
153. Valdo-Ceolin M et al. *Phys. Lett. B* **236** (1) 95 (1990)
154. Ильинов А С и др. *Тр. III Всесоюзного семинара, Звенигород, 23–27 апр., 1983 г.* (М.: ИЯИ, 1984) с. 92
155. Окунь Л Б *Физика элементарных частиц* 2-е изд. (М.: Наука, 1988)
156. Strelkov A V, in *Proc. VI Intern. School on Neutron Physics: Proc. Dubna D3*, 14-91-154 (Dubna, 1990) p. 325
157. Алфименков В П и др. *Письма в ЖЭТФ* **55** (2) 92 (1992)
158. Алфименков В П и др. *ЖЭТФ* **102** (3) 740 (1992)
159. Ageron P, Mampe W, Kilvington A I *Z. Phys. B* **59** 261 (1985)
160. Косвинцев Ю Ю, Морозов В И, Терехов Г И *Письма в ЖЭТФ* **44** (10) 444 (1986)
161. Morozov V I *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 108 (1989)
162. Косвинцев Ю Ю и др. *ЖЭТФ* **77** (10) 1277 (1979)
163. Kilvington A J et al. *Phys. Lett. A* **125** 416 (1987)
164. Golub R, Boning K, in *Proc. Workshop on Neutron Scattering Instrumentation for SNQ Maria Laach, Germany, 3–5 Sept. 1984* (Eds R Scherm, H Stiller) (Julich, Germany: KFA-Julich, 1984) p. 489
165. Yoshiki H, Ishimoto S, Utsuro M *Z. Phys. B* **67** 161 (1987)
166. Golub R *J. Phys. Lett. (Paris)* **44** L321 (1983)
167. Novopoltsev M I et al. JINR, Preprint R3-84-219 (Dubna, 1984)
168. Brun T O et al. *Phys. Lett. A* **75** 223 (1980)
169. Schreckenbach K, Mampe W *J. Phys. G* **18** 1 (1992)
170. Golub R, Lamoreaux S K *Phys. Rep.* **237** 1 (1994)
171. Doyle J M, Lamoreaux S K *Europhysics Lett.* **26** 253 (1994)
172. Golub R, Pendlebury J M *Rep. Prog. Phys.* **42** 439 (1979)
173. Ageron P et al. *Phys. Lett. A* **66** 469 (1978)
174. Erosolimski B G, in Ref. [61], p. 38
175. Vorobiev A V et al. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **284** 127 (1989)
176. Schopper H F *Phys. Blätter.* **17** 316 (1961); **16** 88 (1961)

The neutron yesterday, today and tomorrow

Yu. A. Mostovoi, K. N. Mukhin, O. O. Patarakin

Russian Research Center "Kurchatov Institute", Institute of General and Nuclear Physics

pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 196-7637, 196-7571, 196-7663

Fax (7-095) 196-9133

E-mail: most@neutron.kiae.su, mukhin@chen.net.kiae.su, patarak@nuc53.kiae.su

The current status of the study of the fundamental properties of the neutron is discussed. Experimental results on the neutron lifetime, β -decay angular correlations, electric dipole moment, and formfactor are presented, and comparison with theory is made. Major experimental techniques are described. Exotic neutron features, such as the electric charge, baryon number nonconserving decays, etc., are discussed. The properties and applications of ultracold neutrons, and related problems, are discussed in detail. Some new ideas are suggested and research programs outlined.

PACS numbers: 13.30.Ce, 14.20.Dh

Bibliography — 176 references

Received 23 April 1996