

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

539.125.5

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА:  
ПЯТЬДЕСЯТЬ ЛЕТ ИССЛЕДОВАНИЙ****A. И. Франк****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение . . . . .	5
2. Масса нейтрона . . . . .	6
3. Магнитный момент нейтрона . . . . .	9
а) Открытие магнитного момента (9). б) Измерение величины магнитного момента (10). в) О природе магнитного момента (12).	
4. Спин нейтрона . . . . .	13
5. Распад свободного нейтрона . . . . .	15
а) Открытие радиоактивности нейтрона. Период полураспада (15). б) Детальное изучение $\beta$ -распада нейтрона (17). в) Поиски нарушения $T$ -четности в распаде нейтрона (20).	
6. Поиски электрического дипольного момента нейтрона . . . . .	21
7. Проблема нейтральности нейтрона . . . . .	24
8. Открытие ультрахолодных нейтронов . . . . .	25
9. Волновые свойства нейтрона . . . . .	26
а) Дифракция нейтронов (26). б) Показатель преломления нейтронной волны (27). в) Опыты с нейтронами и квантовая механика свободной частицы (29).	
10. Заключение . . . . .	33
Цитированная литература . . . . .	34

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Открытие нейтрона полвека тому назад явилось, вероятно, одним из наиболее значительных научных событий нынешнего столетия. Оно стимулировало целый ряд новых поразительных открытий и явились толчком для развития таких фундаментальных направлений науки, как физика атомного ядра и физика элементарных частиц. Самостоятельной областью физики является ныне нейтронная физика, родившаяся вместе с открытием нейтрона. Если попытаться сформулировать в общих чертах чрезвычайно широкий круг интересов современной нейтронной физики, то можно назвать следующие направления исследований: а) изучение структуры атомного ядра, проявляющейся при взаимодействии нейтронов с ядром и с изолированным нуклоном; б) нейтронно-структурные исследования, в том числе исследования биологических объектов; в) исследование динамики конденсированных сред, магнитных свойств вещества, фазовых переходов; г) физика атомных реакторов и ядерная технология.

На протяжении всех пятидесяти лет, прошедших со дня открытия нейтрона, продолжалось также и изучение самого нейтрона как элементарной частицы. В разные периоды времени эти работы имели разный

удельный вес в общем потоке нейтронных исследований, но они никогда не прерывались. Они не прерывались и тогда, когда основные усилия физиков-нейтронщиков были направлены на решение урановой проблемы в своих странах. Разумеется, исследование нейтрона ведется и в настоящее время, и эта работа приносит новые фундаментальные результаты, хотя число физиков, посвятивших себя этой деятельности, относительно невелико.

Целью настоящей статьи является достаточно краткий обзор тех результатов, которые получены при изучении нейтрона. Этот обзор не может претендовать на полноту из-за широты и некоторой разнородности обсуждаемых проблем. Несомненно, многие из рассматриваемых здесь вопросов могут быть предметом отдельных обзоров, а то и книг. И такие обзоры и книги действительно существуют. Некоторые из вновь написанных обзорных статей публикуются одновременно с этой. Юбилейный характер данной работы определил необходимость изложения в историческом плане в ущерб более подробному анализу современного состояния проблем. Ограниченный объем заставил отказаться от первоначального намерения рассказать о всех наиболее замечательных опытах с нейтронами, выполненных за пятьдесят лет. При отборе материала был принят несколько искусственный принцип рассмотрения только тех экспериментов, в которых нейтрон являлся в большей степени объектом исследования, чем его средством. При этом пришлось опустить опыты, приведшие к таким фундаментальным открытиям, как открытие искусственной радиоактивности, открытие деления и сравнительно в недавнее время открытие несохранения четности в ядерных взаимодействиях.

## 2. МАССА НЕЙТРОНА

Измерение массы нейтрона, поначалу приближенное, явилось первым и основным надежным фактом, позволившим Чэдвику заявить о существовании нового элементарного образования — нейтрона. Напомним, что работе Чэдвика непосредственно предшествовала работа И. Кюри и Ф. Жолио<sup>1</sup>, с несомненностью свидетельствовавшая о том, что излучение, идущее из бора и бериллия под действием  $\alpha$ -лучей, открытое ранее Боте и Беккером<sup>2</sup>, способно выбивать протоны из водородсодержащего вещества. Полагая, что это излучение есть очень жесткие  $\gamma$ -лучи, а процесс выбивания протонов подобен эффекту Комптона на электронах, И. Кюри и Ф. Жолио вынуждены были признать, что энергия этих  $\gamma$ -лучей имеет необычно большое значение — 50 и 35 МэВ для Be и B соответственно. Чэдвик повторил эти опыты, а также наблюдал выбивание ядер из ряда других веществ, в частности из гелия, бериллия и углерода. Измеряя энергию ядер отдачи разных элементов по их пробегам в воздухе, он пришел к выводу, что гипотеза о  $\gamma$ -лучах как о первичном излучении противоречит законам сохранения энергии и импульса, и предположил, что излучение состоит из нейтральных частиц с массой 1, т. е. из нейтронов<sup>3</sup>. Результаты очень подробных измерений энергий выбиваемых протонов и ядер отдачи азота были опубликованы спустя три месяца<sup>4</sup>. Исходя из установленной им скорости частиц отдачи двух различных масс и используя соотношения

$$u_p = \frac{2M}{M+1} V, \quad u_n = \frac{2M}{M+14} V, \quad \frac{M+14}{M+1} = \frac{u_p}{u_n}, \quad (1)$$

где  $M$  и  $V$  — масса и скорость нейтрона, а  $u_p$  и  $u_n$  — максимальные скорости протона и ядра отдачи после лобового столкновения, Чэдвик получил, что  $M = 1,15$  массовых единиц с точностью 10%. В этой же работе

был предложен другой способ измерения массы нейтрона, основанный на балансе энергий и масс объектов, участвующих в реакции, в которой образуется нейтрон. Впоследствии все работы по определению массы нейтрона вплоть до нашего времени были основаны на этом принципе. Чэдвик предположил, что при облучении бериллия и бора  $\alpha$ -частицами протекают следующие реакции:

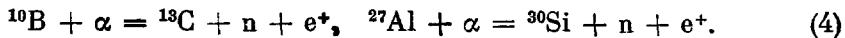


Сведения о массе  $^{9}\text{Be}$  тогда отсутствовали, и для определения массы была использована реакция на боре. Имеет место следующее уравнение:

масса  $^{11}\text{B}$  + масса  $^{4}\text{He}$  + КЕ  $^{4}\text{He}$  = масса  $^{14}\text{N}$  + КЕ $^{14}\text{N}$  + масса н + КЕн (КЕ — кинетическая энергия.) Используя значения масс атомов из данных масс-спектрометрических измерений, значения энергий  $\alpha$ -частиц из измерений их пробегов, а величину энергии нейтрона из максимального пробега протонов отдачи, Чэдвик получил для массы нейтрона такую величину:  $M = 1,0067$  м.е. Учитывая возможные неточности, он привел наиболее вероятный диапазон значений массы: 1,005—1,008. Полученный результат вполне соответствовал убеждению Чэдвика, что нейтрон представляет собой образование, состоящее из тесно связанных протонов и электрона \*). Сравнивая полученное им значение массы нейтрона с суммой масс протона и электрона 1,0078, Чэдвик получил вполне разумную оценку для энергии связи такого составного нейтрона 1—2 МэВ. Однако в статье «Существование нейтрона» <sup>4</sup> Чэдвик написал знаменательную фразу: «Конечно можно было бы предположить, что нейтрон является элементарной частицей. Однако нет достаточных оснований принять эту точку зрения, за исключением возможности объяснения статистики таких ядер, как  $^{14}\text{N}$ ». Однако очень скоро появились серьезные сомнения в правильности полученного Чэдвиком значения массы нейтрона. Сразу же после первой заметки Чэдвика в «Nature» была выдвинута и стала быстро утверждаться гипотеза о протон-нейтронной модели ядра. Она была высказана почти одновременно и независимо Д. Д. Иваненко <sup>7</sup> (рукопись получена 21.04.1932) и Чэдвиком <sup>4</sup> (10.05.1932), а несколько позже Гейзенбергом <sup>8</sup> (07.07.1932) \*\*). Согласно этому новому представлению ядро  $^{9}\text{Be}$  следовало рассматривать состоящим из двух  $\alpha$ -частиц и нейтрона. Значение массы ядра  $^{9}\text{Be}$ , полученное в 1933 г., оказалось большим суммы масс  $\alpha$ -частиц и нейтрона, если для массы последнего использовать результат Чэдвика, что было несогласно с фактом устойчивости ядра  $^{9}\text{Be}$ . Это обстоятельство отметили в том же 1933 г. Кюри и Жолио <sup>9-10</sup>. Изучая взаимодействие  $\alpha$ -частиц с бором и алюминием, они предположили, что наряду с реакциями



возможны также реакции



Заметим, что до этой работы не было известно случаев, когда реакция идет по двум каналам, как и не было известно случаев излучения позитрона.

\*) Гипотезу о возможности существования нейтрона как связанного состояния протона и электрона выдвинул Э. Резерфорд в 1920 г. <sup>5</sup>. Чэдвик находился под большим влиянием этой идеи и искал нейтрон задолго до работ Боте — Беккера и Кюри — Жолио <sup>6</sup>.

\*\*) Гейзенберг рассматривал протон и нейтрон как одну частицу, которая может находиться в ядре в двух квантовых состояниях. В этой работе Гейзенберг уже ссылается на работу Д. Д. Иваненко <sup>7</sup>.

на, так что это предположение было довольно смелым. Использовав для определения массы нейтрона баланс масс из реакций (3) и (4), Кюри и Жолио получили для массы нейтрона значение  $1,011 - 1,012$ , существенно большее массы атома водорода. Эта величина вполне согласовывалась с данными о массе  ${}^9\text{Be}$ . В 1934 г. Кюри и Жолио, видимо, впервые высказали <sup>11</sup> предположение, что излучение нейтрона и положительного электрона происходит не в одном процессе, как в (4), а в два этапа, причем после ( $\alpha$ , н)-реакции на  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  и  ${}^{24}\text{Mg}$  следует позитронный распад, а наряду с позитроном излучается нейтрино. Это обстоятельство существенно не меняло более ранних выводов о массе нейтрона, основанных на измерении масс конечных продуктов. Что касается энергии, уносимой нейтрино, то было отмечено, что при составлении баланса энергий следует брать максимальную энергию положительного электрона, что соответствует очень малой кинетической энергии нейтрино, масса которого предполагалась равной нулю. В этой поистине замечательной работе было получено уточненное значение массы нейтрона  $M = 1,010 \pm 0,005$ . Очень скоро фундаментальный вывод Кюри и Жолио о превышении массы нейтрона над массой протона и электрона был подтвержден. В 1934 г. Чэдвик и Гольдхабер открыли фоторасщепление дейтона <sup>12</sup>. Из энергетического и массового баланса этого вновь открытого процесса было получено существенно более точное значение массы нейтрона:  $M = 1,0080 \pm 0,0005$ . Продолжив эти исследования, Чэдвик и Гольдхабер опубликовали в 1935 г. значение массы 1,0084, но указали, что это значение может возрасти до 1,0090, если будет доказана необходимость обнаруженной к этому времени поправки к атомным весам легких элементов <sup>13</sup>. Эта поправка за счет отношения масс  $\text{He}/\text{O}$  оказалась реальной. Статья Чэдвика и Гольдхабера <sup>13</sup> замечательна еще и в том отношении, что в ней, видимо, впервые было высказано предположение о возможной радиоактивности нейтрона. Процесс распада свободного нейтрона был открыт только спустя тринадцать лет (см. гл. 5 настоящей статьи). Другие работы 1935 г. согласовывались с результатами работы <sup>13</sup>. Прерывая на этом исторический порядок изложения, укажем, что обзор ранних работ по измерению массы нейтрона читатель может найти в книге Странатана <sup>14</sup> и в работе <sup>15</sup>.

Современные методы определения массы нейтрона основаны как на измерении порога реакции  ${}^3\text{H}$  (p, н)  ${}^3\text{He}$ , так и на сочетании масс-спектрометрических измерений разности масс дублета  $\text{H}_2 - {}^2\text{D}$  с  $\gamma$ -спектрометрическим измерением энергии связи дейтона. Наиболее подробные обзоры современного состояния проблемы имеются в работах <sup>16</sup>, <sup>17</sup>. Значения массы нейтрона и разности масс нейтрона и протона, рекомендованные группой по элементарным частицам в 1980 г. <sup>18</sup> опираются на результаты работы <sup>17</sup> и таковы:

$$m_n = 939,5527 \pm 0,0052 \text{ МэВ},$$

$$m_n - m_p = 1,293429 \pm 0,000036 \text{ МэВ}.$$

Для справок ниже приводятся данные из работы <sup>17</sup>:

$$m_e = 0,5110034 \pm 0,0000014 \text{ МэВ},$$

$$1 \text{ а.е.м.} = 931,5016 \pm 0,0026 \text{ МэВ}.$$

После выхода работы <sup>17</sup> появилось две работы <sup>19-20</sup>, не учтенные составителями <sup>18</sup>. Ниже приводятся результаты этих работ для разности масс нейтрона и атома водорода:

$$m_n - m_{\text{H}} = 782,340 \pm 0,040 \text{ кэВ} <sup>19</sup>,$$

$$m_n - m_{\text{H}} = 782,332 \pm 0,017 \text{ кэВ} <sup>20</sup>.$$

### 3. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРОНА

#### а) Открытие магнитного момента

В начале тридцатых годов, когда был открыт нейтрон, по-видимому, трудно было ожидать, что нейтральная частица может обладать магнитным моментом. Удивление по этому поводу высказывалось даже 10 лет спустя (см., например, <sup>14</sup>). Тем более поразительно, что гипотеза о наличии у нейтрона магнитного момента стала обсуждаться в литературе в 1934 г. Развитая О. Штерном с сотрудниками техника измерения магнитных моментов молекул путем отклонения молекулярного пучка в неоднородном магнитном поле (опыт Штерна — Герлаха), позволила измерить магнитный момент протона и дейтона <sup>21-23</sup>. Было обнаружено существенное различие этих величин. И вот в работе Эстермана и Штерна <sup>23</sup>, датированной в апреле 1934 г. на заседании Американского физического общества, видимо, впервые было высказано предположение, что магнитный момент дейтона должен быть равен сумме магнитных моментов протона и нейтрона. Авторы оценили величину  $\mu_n$  в 1,5—2 ядерного магнетона (Я. М.). Почти одновременно и, несомненно, независимо в ДАН СССР появилась работа И. Е. Тамма и С. А. Альтшуллера <sup>24</sup>. Анализируя данные о магнитных моментах ядер, известные из спектроскопических работ по сверхтонкому расщеплению, Тамм и Альтшуллер также пришли к выводу о существовании у нейтрона отрицательного магнитного момента, имеющего величину порядка 0,5 я. м. Однако было неизвестно, как экспериментально подойти к проблеме поиска магнитного момента нейтрона, поскольку опыт типа Штерна — Герлаха с нейтроном невозможно было осуществить из-за низкой интенсивности существовавших тогда источников нейтронов. Это положение сохранялось до появления в 1936 г. работы Блоха <sup>25</sup>, в которой указывалось, что наличие у нейтрона магнитного момента должно приводить к появлению специфического магнитного рассеяния, в частности к спин-зависящей добавке в сечении взаимодействия нейтрона с ферромагнетиками. Были приведены соответствующие количественные оценки и прямо указывалось, что можно применить этот новый эффект для поиска магнитного момента нейтрона. Работа Блоха немедленно стимулировала исследования. В 1937 г. Ласслефт предпринял попытку обнаружить различие в сечении рассеяния нейтронов на железе выше и ниже точки Кюри, но эффекта не обнаружил <sup>26</sup>. Одновременно (в том же номере «Physical Review») Данинг, Паузэрс и Байер также сообщили о поиске магнитного рассеяния <sup>27</sup>. В их опыте нейтроны пропускались через образец намагниченного железа, а затем рассеивались другим намагниченным образцом. Было обнаружено, что интенсивность рассеянных нейтронов практически не зависит от направления намагниченности второго образца \*), но счет, несомненно, менялся при его размагничивании. Таким образом, было показано, что нейтрон обладает магнитными свойствами. Наличие магнитных эффектов подтверждалось и последующими опытами <sup>28, 29</sup>, но величина и знак магнитного момента пока оставались не измеренными. Вскоре Раби предложил способ изменения знака поляризации нейтронов — резонансный радиочастотный метод <sup>30, 31</sup>, а Швингер <sup>32</sup> дал теорию деполяризации нейтронов при пропускании через размагниченный ферромагнетик. Теперь у экспериментаторов имелся весь необходимый набор для работы с поляризованными нейтронами: поляризатор и анализатор —

\*) Перемагничивание образца может и не приводить к изменению знака поляризации нейтронов, если не выполнены определенные условия, предъявляемые к скорости: поворота поля, измеряемой в системе координат нейтрона, — так называемые условия адиабатичности.

намагниченный ферромагнетик (Блох), спин-флиппер — вращающееся или осциллирующее на частоте прецессии радиочастотное поле (Раби), и деполяризатор — размагниченный ферромагнетик (Швингер). Практически в то же время О. Фриш и Халбан сообщили, что им удалось деполяризовать нейтронный пучок, поместив на его пути тонкий соленоид, в котором направление магнитного поля было перпендикулярным к направлению поля в магнитах поляризатора и анализатора. Достаточно быстрое (недиабатическое) изменение направления поля вблизи обмоток соленоида приводило к тому, что внутри соленоида нейтроны прецессировали вокруг нового направления поля и попадали в область действия основного поля анализатора, когда вектор поляризации составлял некоторый угол с полем, т. е. деполяризовались<sup>33</sup>. Через месяц Фриш сообщил, что ему удалось определить направление прецессии нейтронов в соленоиде и тем самым знак магнитного момента, оказавшийся, как и ожидалось, отрицательным<sup>34</sup> \*). И, наконец, все в том же 1937 г. появилась работа Пауэрса с сотрудниками<sup>35</sup>, в которой твердо был установлен знак и была получена экспериментальная оценка величины магнитного момента. Результат этой работы таков: наиболее вероятное значение  $\mu_n = -2$  я. м., а возможные пределы этой величины  $-3 < \mu_n < 1$  я. м. Поистине 1937 г. был для нейтронной физики годом магнитного момента.

### б) Измерение величины магнитного момента

Первое точное измерение магнитного момента нейтрона осуществили в 1939 г. Альварес и Блох<sup>36</sup>. Эта работа явилась, несомненно, этапной в истории изучения нейтрона. Высокая экспериментальная техника, использование ускорителя в качестве источника нейтронов, обилие электроники, проведенный авторами цикл методических и контрольных

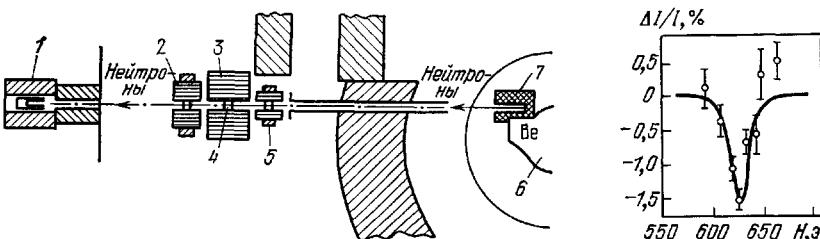


Рис. 1. Схема эксперимента Альвареса и Блоха по измерению магнитного момента нейтрона.

1 — детектор, 2 — магнит-анализатор, 3 — магнит для создания постоянного магнитного поля, 4 — область, занятая осциллирующим полем, 5 — магнит-поляризатор, 6 — камера циклотрона, 7 — замедлитель.

опытов, применение модулирования во времени измеряемого эффекта для уменьшения влияния нестабильностей — все это делает работу Альвареса и Блоха вполне современной даже по меркам нынешнего времени. Схема этого опыта представлена на рис. 1. Нейтроны получались путем бомбардировки бериллиевой мишени дейтонами, ускоренными в циклотроне. Пучок нейтронов из замедлителя пропускался через два блока сильно намагниченного железа, служивших поляризатором и анализатором (метод Блоха<sup>25</sup>). Между этими блоками помещался магнит, создающий высоко стабильное поле  $H_0$ . В зазоре этого магнита помещались катушки

\*.) Впоследствии Альварес и Блох<sup>36</sup> поставили под сомнение доказательность работы<sup>34</sup>, полагая, что результат был случайным.

с осциллирующим на частоте  $\omega_1$  полем  $H_1$ , перпендикулярным к полю  $H_0$ . Это устройство представляло собой резонансный флиппер Раби. При выполнении условий резонанса

$$\hbar\omega_1 = \hbar\omega_{\text{ларм}} = 2\mu_n\mu_d H_0 \quad (5)$$

становятся вероятными переходы между квантовыми уровнями, соответствующие двум различным проекциям магнитного момента на направление поля. Энергия перехода

$$\Delta E = 2\mu_n \frac{e\hbar}{2m_n c} H_0 = 2\mu_n\mu_d H_0, \quad (6)$$

где  $\mu_d = e\hbar/2m_n c$ . Наличие резонанса фиксировалось по изменению интенсивности счета нейтронов, прошедших анализатор (см. рис. 1). Зная величины резонансных значений  $\omega_1$  и  $H_0$ , можно определить величину  $\mu_n$ :

$$\mu_n = \frac{\hbar\omega_1}{2\mu_d H_0}. \quad (7)$$

Чтобы избежать абсолютного измерения частоты и напряженности поля, авторы провели относительное измерение этих величин, сравнивая их с частотой и полем в циклотроне в ситуации, когда выполнялись условия ускорения для протонов. При этом, как известно,

$$\omega_p = \frac{eH_p}{m_p}, \quad (8)$$

где  $\omega_p$  — циклотронная частота для протонов. Полагая  $m_n = m_p$  легко получить

$$\mu_n = \frac{\omega_1}{\omega_p} \frac{H_p}{H_0}. \quad (9)$$

Это соотношение и было использовано для определения величины магнитного момента нейтрона. Используя результаты работы Пауэрса<sup>35</sup>, определившего знак момента, Альварес и Блох получили следующий результат:  $\mu_n = -1,935 \pm 0,020$  я. м.

Этот результат был, разумеется, проанализирован в соотношении с полученными несколько ранее Раби точными значениями магнитных моментов протона и дейтона<sup>37</sup>:  $\mu_n = 2,875 \pm 0,020$ ,  $\mu_d = 0,855 \pm 0,006$ . Близость величин ( $\mu_p + \mu_n$ ) и  $\mu_d$  свидетельствовала о том, что магнитные моменты протона и нейтрона аддитивны в дейтоне, и, стало быть, дейтон находится в  $^1S$ -состоянии. Однако к этому времени Раби с сотрудниками уже обнаружил у дейтона квадрупольный момент<sup>38</sup>, что было несомненно с представлением о чистом  $^1S$ -состоянии дейтона. Поэтому вопрос о дальнейшем уточнении величины магнитного момента нейтрона оставался по-прежнему актуальным.

Более точные работы появились уже в послевоенное время<sup>39, 40</sup>. В опытах Блоха — Никодемуса — Штауба магнитный момент также был измерен в единицах магнитного момента протона. Принципиально схема опыта не сильно отличалась от постановки Альвареса — Блоха. В том же магнитном поле ставился резонансный опыт на нейтронах, а затем методом ядерной индукции измерялась ларморовская частота протонов воды. Резонансные частоты сравнивались. Было получено следующее отношение для магнитных моментов:  $|\mu_n|/\mu_p = 0,685001 \pm 0,000030$ . Используя величину  $\mu_p$  из<sup>41</sup>, авторы получили  $\mu_n = 1,91307 \pm 0,00006$ . Этот опыт вместе с результатами новых измерений магнитных моментов протона<sup>41</sup>

и дейтона<sup>42</sup> твердо установил неаддитивность магнитных моментов в дейтоне.

В дальнейшем все измерения величины магнитного момента нейтрона производились радиочастотным резонансным методом, который был усовершенствован Рамзеем<sup>43, 44</sup>. Калибровка поля обычно производится, как и в<sup>40</sup>, по резонансной частоте для протонов. Библиографию более поздних работ можно найти в книгах И. И. Гуревича и Л. В. Тарасова<sup>45</sup> и Ю. А. Александрова<sup>46</sup>.

Современное значение величины магнитного момента по состоянию на 1980 г.<sup>18</sup> получено в работе<sup>47</sup> и таково:

$$\mu_n = -1,91304184 \pm 0,00000088.$$

### в) О природе магнитного момента

Оставляя в стороне обсуждение теоретических работ, связанных с вопросом о величине аномального магнитного момента нейтрона и протона, остановимся на другой проблеме, разрешенной экспериментально и относящейся к природе магнитного момента\*). Дело в том, что в цитированной выше работе Блоха<sup>25</sup> (см. также<sup>48</sup>) и в работе Швингера<sup>32</sup> использовались различные модели магнитного момента нейтрона. Блох рассматривал нейтрон как истинный магнитный диполь, в то время как в модели Швингера нейтрон представлялся объектом с распределенным током, который в свою очередь и обусловливал появление магнитного момента. Эти модели приводят во многих случаях к различным следствиям, проверяемым экспериментально, поскольку истинный диполь и токовый магнитный момент различаются по действующему на них в среде эффективному полю. В случае диполя энергия взаимодействия —  $\mu_n H$ , а в случае тока —  $\mu_n B = -\mu_n (H + 4\pi M)$ , где  $M$  — магнитный момент единицы объема среды. Поэтому измерение энергии взаимодействия нейтрона с ферромагнитным веществом дает однозначный ответ о справедливости той или иной модели. Поскольку для ферромагнетиков величины  $H$  и  $B$  различаются на несколько порядков, то соответственно различны и энергии магнитного взаимодействия для двух моделей. Кроме того, величины  $H$  и  $B$  ведут себя по-разному вблизи границы вещества. Тангенциальная составляющая поля  $H_{||}$  непрерывна на границе среды, в то время как эта составляющая индукции  $B_{||}$  терпит на границе разрыв. Это обстоятельство приводит, в частности, к тому, что при отражении нейтронов от намагниченного ферромагнитного зеркала в случае справедливости токовой модели должно наблюдаться два критических угла падения<sup>46</sup>:

$$\varphi_{kp}^{\pm} = \lambda \sqrt{\frac{Nb_{kog}}{\pi} \pm \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \mu B}, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны нейтрона,  $N$  — концентрация ядер в веществе зеркала,  $b_{kog}$  — когерентная длина расстояния ядер вещества. Первый член в (10) связан с когерентным рассеянием нейтронов на ядрах вещества, а второй имеет магнитное происхождение. В отсутствие магнитного отражения, при углах падения, меньших  $\varphi_{kp}$ , определяемого первым членом (10), от зеркала отражаются все нейтроны. При наличии члена  $\mu B$  полное отражение происходит при меньшем из двух значений угла  $\varphi < \varphi_{kp}$  а при условии  $\varphi_{kp}^- < \varphi < \varphi_{kp}^+$  отражаются нейтроны одной поляриза-

\* ) Обсуждаемый ниже вопрос о природе магнитного момента нейтрона подробно рассмотрен в книге И. И. Гуревича и Л. В. Тарасова<sup>46</sup>, с. 268.

ции \*). В случае модели диполя вместо величины  $\mu B$  надо подставить много меньшую величину  $\mu H$ , кроме того, будет отсутствовать резкий скачок величины потенциала на поверхности вещества. Это приводит к иной зависимости коэффициента отражения от угла.

Впервые опыт по отражению нейтронов от намагниченного ферромагнитного зеркала был осуществлен Юзом и Берджи <sup>49</sup> в 1951 г. (рис. 2). Опыт

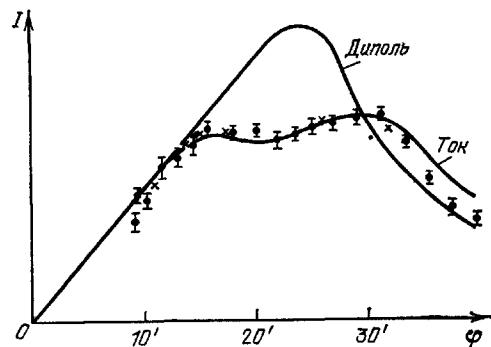


Рис. 2. Данные эксперимента Юза и Берджи по зеркальному отражению нейтронов от намагниченного железа. Линии — предсказания теории для двух моделей магнитного момента нейтрона — модели тока и диполя

полностью подтвердил справедливость токовой модели. В дальнейшем то обстоятельство, что магнитная энергия нейтронов связана именно с индукцией поля  $B$ , нашло применения в многочисленных экспериментальных устройствах и установках.

#### 4. СПИН НЕЙТРОНА

Убеждение в том, что спин нейтрона равен  $1/2 \hbar$ , а, значит, эта частица подчиняется статистике Ферми — Дирака, возникло сразу же после открытия нейтрона. Это представление явилось важным основанием для утверждения протон-нейтронной модели ядра. В 1933 г. в беккерианской лекции Чэдвик, исходя из спина и статистики легких ядер, высказывал твердое убеждение, что нейтрон есть элементарная частица со спином  $1/2$  <sup>50</sup> (ср. с цитируемой на с. 7 настоящей статьи фразой из работы Чэдвика 1932 г.<sup>4</sup>). Измерение спина и магнитного момента дейтона утвердило это представление. В настоящий момент имеется бесчисленное количество экспериментальных фактов, самосогласованность которых возможна, только если спин нейтрона есть  $1/2$ . Наиболее убедительные данные, кроме данных по дейтону, получены из измерений сечений рассеяния нейтронов на протонах и на орто- и пара-водороде. Имеются также опыты, непосредственно подтверждающие, что проекция магнитного момента нейтрона на физическую ось может принимать два и только два значения, что можно считать прямым подтверждением равенства спина одной второй. Перечислим эти опыты.

а) Опыт Юза — Берджи по отражению нейтронов от намагниченного зеркала, доказавший, что имеется два значения критического угла <sup>49</sup>.

б) Прямой эксперимент типа опыта Штерна — Герлаха на свободном нейтроне, состоящий в разделении нейтронного пучка по спиновым компонентам в неоднородном магнитном поле. Впервые осуществлен в 1954 г. в Ок-Ридже <sup>51</sup>. Впоследствии было предложено использовать эффект Штер-

\* Впервые на наличие двух критических углов при отражении нейтронов от ферромагнетика указали А. И. Ахисер и И. Я. Померанчук <sup>148</sup>. Они же предложили использовать это явление для поляризации нейтронов.

на — Герлаха для измерения степени поляризации нейтронного пучка <sup>52</sup>, что в настоящее время прочно вошло в практику эксперимента с поляризованными нейтронами (рис. 3).

в) Демонстрация Шаллом явления двулучепреломления нейтронной волны в призме из магнитного вещества <sup>53</sup> (рис. 4). Это явление основано.

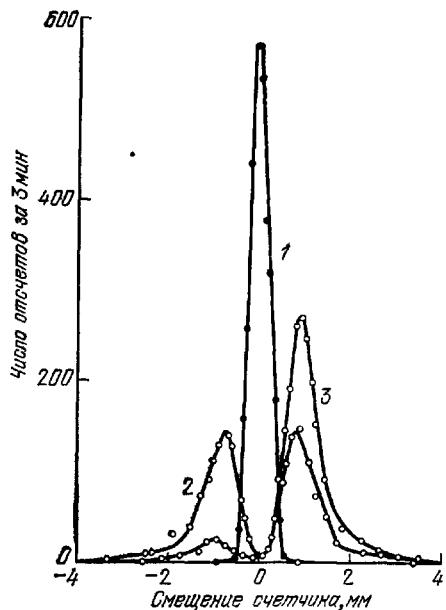


Рис. 3. Опыт типа Штерна — Герлаха на нейтроне: разделение пучка нейтронов в неоднородном магнитном поле (из работы <sup>52</sup>).  
1 — пучок в отсутствие магнитного поля, 2 — разделенный неполяризованный пучок, 3 — поляризованный пучок.

на различии показателя преломления для нейтронов с двумя различными ориентациями проекции магнитного момента. Как и опыт по отражению от намагниченного зеркала, основан на различии в величине магнитной энергии для двух спиновых компонент.

г) Эксперимент по замедлению или ускорению нейтронов в магнитном поле. Идея этого эксперимента была предложена Г. М. Драбкиным и Р. А. Житниковым в 1960 г. <sup>54</sup>. Суть предложения состоит в том, что

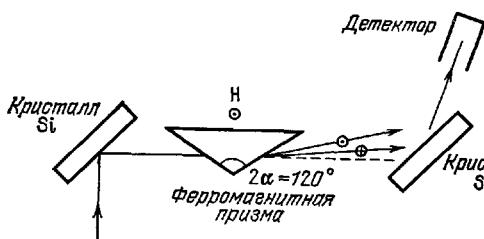


Рис. 4. Схема эксперимента Шалла по наблюдению двулучепреломления нейтронов в ферромагнитной призме.

при входе в магнитное поле монохроматическая нейтронная волна расщепляется по энергии на две компоненты с энергиями  $E_0 \pm \mu B$ . Если в области действия поля осуществить радиочастотным способом переворот спина, то кинетическая энергия нейтронов не изменится, а изменение потенциальной энергии произойдет за счет взаимодействия с полем. В результате одна компонента волны замедлится не только при входе в поле, но еще раз

после переворота спина при выходе из поля. Другая компонента соответственно дважды ускорится. Разность энергий составит, таким образом,  $4\mu\text{B}$ . Это же предложение было вновь сделано в работе <sup>55</sup>. Недавно замедление и ускорение нейтронов в такой системе было экспериментально обнаружено <sup>56</sup>.

## 5. РАСПАД СВОБОДНОГО НЕЙТРОНА

### а) Открытие радиоактивности нейтрона. Период полураспада

Вопрос о нестабильности нейтрона возник в середине тридцатых годов, когда превышение его массы над суммой масс протона и электрона стало установленным фактом. Как указывалось выше, первыми, кто поставил этот вопрос, были, видимо, Чэдвик и Гольдхабер <sup>13</sup>. Автору неизвестно, были ли попытки экспериментальных работ в этом направлении до конца сороковых годов, однако совершенно ясно, что радиоактивность нейтрона могла быть обнаружена только с появлением атомных реакторов, как мощных источников нейтронов. Опыты по поиску распада нейтрона были чрезвычайно трудны. Продукты распада, которые можно регистрировать, имеют низкие энергии (протоны до 750 эВ, электроны до 780 кэВ) и эффект от распада весьма тяжело выделить из фона  $\gamma$ -лучей и электронов, сопутствующих нейтронному пучку. Относительно большой период полураспада нейтрона и низкая плотность источника — пучка нейтронов — очень осложняли задачу.

Первое короткое сообщение о наблюдении распада нейтрона было сделано в 1948 г. Снеллом и Миллером <sup>57</sup>. Авторам удалось оценить период полураспада в 15—30 мин. К 1950 г. распад нейтрона наблюдали уже три группы: группа Снелла в Ок-Ридже <sup>58</sup>, Робсон на реакторе в Чок-Ривер в Канаде <sup>59, 60</sup> и группа П. Е. Спивака в СССР <sup>\*)</sup>. Снелл регистрировал совпадения между электронами и предварительно ускоренными протонами, а в работах Робсона и Спивака регистрировались только протоны распада. Для величины периода полураспада все авторы приводили довольно грубые оценки, приводившие в среднем к значению  $T_{1/2} = 8-15$  мин. Факт нестабильности нейтрона был, таким образом, надежно установлен. Несомненно, однако, что уточнение величины периода полураспада было весьма существенным. Как правило, эксперимент по измерению периода полураспада разделяется на два независимых исследования: точное измерение плотности нейтронного пучка и измерение абсолютной удельной активности этого пучка. Обычно особенно трудно определить эффективный объем пучка, т. е. ту область, из которой регистрируются продукты распада. Разные исследователи решали эту проблему по-разному. К 1955 г. завершился второй этап измерения периода полураспада. Робсон и П. Е. Спивак с сотрудниками достигли примерно десятипроцентной точности при согласующихся результатах:  $12,8 \pm 2,5$  мин <sup>62</sup> и  $12,0 \pm 1,5$  мин <sup>61</sup>. Близкий результат получил в 1959 г. Д'Анжело <sup>63</sup>. Работа Д'Анжело, в отличие от всех других, была выполнена с помощью диффузионной камеры, размещенной непосредственно на пучке. Результат:  $T_{1/2} = 12,7 \pm 1,9$  мин. К настоящему моменту завершился третий период в измерении этой величины. Наиболее точные результаты, полученные

<sup>\*)</sup> Работа П. Е. Спивака, выполненная в 1950 г., была опубликована вместе с его более поздней работой несколькими годами позже на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии <sup>61</sup>.

к концу 1980 г., таковы:  $T_{1/2} = 10,61 \pm 0,16$  мин. — группа Кристенсена <sup>64</sup>,  $T_{1/2} = 10,13 \pm 0,09$  мин — группа Сливака <sup>65</sup> и  $T_{1/2} = 10,82 \pm 0,21$  — Бирн и др. <sup>66</sup>. Методика, примененная в этих работах, существенно различна (рис. 5). В работе Кристенсена с помощью сцинтиляционного 4-л-детектора регистрировались электроны распада. Выгода этого варианта — большой телесный угол регистрации — в известной мере сводится на нет большим, порядка эффеќта, фоном детектора. Электроны распада транспортировались от места распада в пучке до детектора, следуя вдоль силовых линий наложенного однородного магнитного поля. Эффективный объем пучка определялся в первом приближении просто размерами детектора. В установке П. Е. Сливака регистрировались протоны распада. В этой установке протоны от места их появления летят с исходными скоростями в бесполевом пространстве до диафрагмы, выделяющей строго определенный телесный угол, после чего система ускорения и фокусировки

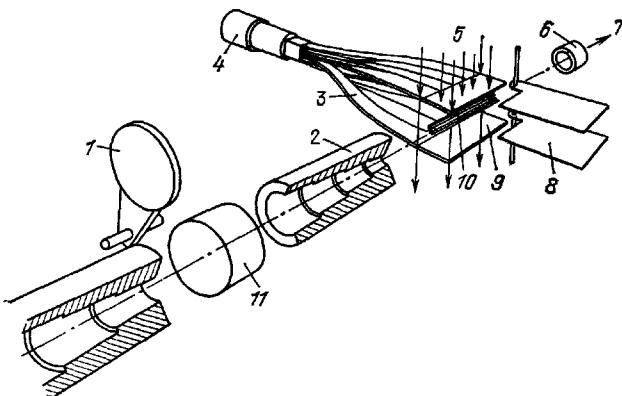


Рис. 5. Схема опыта Кристенсена и др. <sup>64</sup> по измерению времени жизни нейтрона.

1 — заслонка пучка, 2 — коллиматор, 3 — световоды, 4 — фототумблитель, 5 — линии магнитного поля, 6 — монитор, 7 — направление пучка нейтронов, 8 — заслонки для электронов, 9 — сцинтиллятор, 10 — эффективный объем нейтронного пучка при регистрации электронов распада, 11 — висмутовый фильтр.

обеспечивает регистрацию всех протонов из этого телесного угла при очень высоком отношении эффеќт — фон. Эффективный объем пучка определяется при этом из простых геометрических соображений. В работе <sup>66</sup> применена ловушка для протонов распада. Протоны следуют вдоль магнитных силовых линий, совершая при этом колебательные движения между двумя электростатическими барьерами, являющимися «пробками» ловушки. При подаче импульсного напряжения одна из «пробок» открывается и происходит сброс накопленных нейтронов на детектор. Такой периодический импульсный сброс существенно улучшает фоновую ситуацию. Эффективность сбора протонов магнитной ловушкой составляла, как указывали авторы,  $\sim 75\%$ , поэтому проблема абсолютной калибровки эффективности регистрации и определения объема пучка была, как представляется, достаточно сложной. Весьма неприятно, что результаты, полученные в разных сериях статистического набора этой работы, плохо согласуются между собой.

Как видно из приведенных результатов, между данными разных работ пока нет желаемого совпадения. Если тем не менее усреднить эти данные, получим в качестве среднемирового значения  $T_{1/2} = 10,32 \pm 0,07$  мин.  $\tau_n = 893,0 \pm 6,3$  с, где  $\tau_n$  — константа распада,  $\tau_n = T_{1/2} \cdot 60/\ln 2$ . Приведенное значение отличается от рекомендуемого группой по элементарным частицам значения  $\tau_n = 917 \pm 14$  с <sup>18</sup>. Последняя цифра опирается в основном на результаты группы Кристенсена <sup>64</sup>, поскольку работа <sup>66</sup> не успела попасть в банк мировых данных, а результаты группы Сливака <sup>65</sup> из-за опечатки в американском издании советского журнала «Письма в ЖЭТФ» приводятся в <sup>18</sup> с завышенной на порядок погрешностью.

б) Детальное изучение  $\beta$ -распада нейтрона

Изучение  $\beta$ -распада нейтрона сыграло существенную роль в формировании взглядов на  $\beta$ -распад вообще. Подробный рассказ о развитии этих взглядов читатель найдет в книге Ц. С. Ву и С. А. Мошковского <sup>67</sup>. Основы теории  $\beta$ -распада были заложены Э. Ферми <sup>68</sup>, который предположил, что электрон и нейтрин рождаются в момент распада по аналогии с излучением  $\gamma$ -кванта. Бета-распад был введен как взаимодействие четырех фермионов. Вероятность перехода пропорциональна квадратам модулей волновых функций всех участвующих во взаимодействии частиц. Позднее было показано, что если учитывать все релятивистски инвариантные комбинации этих волновых функций, то в гамильтониан  $\beta$ -распада нужно ввести пять типов операторов, названных по свойствам их преобразований скалярным  $S$ , векторным  $V$ , аксиально-векторным  $A$ , тензорным  $T$  и псевдоскалярным  $P$ . Известно, в случае распада нейтрона роль  $P$ -варианта несущественна. Вопрос о том, какие из возможных вариантов распада реализуются в природе и какова относительная роль различных вариантов, долгое время составлял, а в некоторых отношениях составляет и теперь одну из существенных проблем  $\beta$ -распада. К концу пятидесятых годов из анализа формы спектра электронов при ядерном  $\beta$ -распаде стало ясно, что доминируют только два типа взаимодействия:  $S$  и  $T$  или  $V$  и  $A$ , причем предпочтение отдавалось  $V-A$ -варианту. После открытия несохранения четности <sup>69</sup> выяснилось, что выбор можно осуществить, измерив спиральность нейтрин, что было сделано Гольдхабером, Гродзинсом и Суньяром <sup>70</sup>, или же измерив угловые корреляции между продуктами распада или между направлением поляризации и импульсами частиц распада. Наиболее чистые результаты можно получить, исследуя распад поляризованных нейтронов. Такой опыт был впервые осуществлен Берджи и др. в 1960 г. <sup>71</sup>.

Вероятность распада в единицу времени можно, как известно, записать так:

$$W(E, p_e, p_{\tilde{v}}) = F(E) \left[ 1 + a \frac{v}{c} (p_e p_{\tilde{v}}) + A \frac{v}{c} (\sigma p_e) + B (\sigma p_{\tilde{v}}) + D \frac{v}{c} \sigma [p_e p_{\tilde{v}}] \right], \quad (11)$$

где  $p_e, p_{\tilde{v}}$  — единичные векторы направлений импульсов электрона и антинейтрин,  $\sigma$  — единичный вектор направления поляризации нейтронного пучка,  $F$  — функция формы спектра электронов,  $v$  — скорость электрона,  $a, A, B$  и  $D$  — константы соответствующих угловых корреляций, являющиеся функциями фундаментальных констант связи, входящих в гамильтониан  $\beta$ -распада. Измерение этих коэффициентов корреляции являлось задачей опыта Берджи. Чтобы дать представление о трудности опыта, напомним, что за несколько лет до его осуществления само наблюдение факта распада представляло большие трудности. Здесь же предстояло работать не с прямым пучком от реактора, а с поляризованным, что существенно снижало интенсивность. Успех работы в большой степени предопределил разработанный несколько ранее в той же Аргонской лаборатории метод поляризации нейтронов путем отражения их от намагниченного ферромагнитного зеркала. Схема опыта Берджи и др., представленная на рис. 6, вошла в большинство книг, посвященных как  $\beta$ -распаду <sup>67</sup>, так и свойствам нейтрона <sup>46, 48</sup>. С помощью этого прибора была обнаружена и измерена корреляция между спином нейтрона и направлением вылета электрона. Оказалось, что электроны преимущественно вылетают в направлении против спина. Коэффициент корреляции:  $A = -0,11 \pm 0,02$ . Поскольку антинейтрино регистрировать непосредственно было невозмож-

но, то для измерения корреляции спин — антинейтрино определялось направление преимущественного вылета протона отдачи. С этой целью перед детектором протонов располагался специальный коллиматор со щелями, направленными вниз. Протоны могли проходить через него только в тех случаях, когда нейтрино вылетало в верхнюю полуплоскость, т. е. по или против направления поляризации. Соответствующий коэффициент корреляции оказался равным  $B = +0,88 \pm 0,15$ . В случае строгого выполнения  $V$  —  $A$ -варианта (константы  $V$ - и  $A$ -варианта  $g_V$  и  $g_A$  равны и отличны по знаку,  $\lambda = g_A/g_V = -1$ ) для величины  $A$  ожидалось значение  $-0,1$ , а для  $B$  — величина  $+1$ . Для всех других сочетаний вариантов значения  $A$  и  $B$  сильно отличались от полученных. Таким образом,

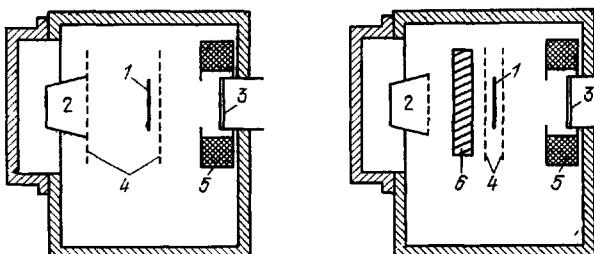


Рис. 6. Схема опыта Берджи и др.<sup>71</sup> по изучению бета-распада поляризованных нейтронов.

Слева — при измерении корреляции спин — импульс электрона, справа — при измерении импульса антинейтрино, 1 — сечение нейтронного пучка, 2 — детектор протонов, 3 — детектор электронов, 4 — сетки, 5 — катушка, 6 — заслонка с щелями для протонов.

можно было утверждать, что основными вариантами являлись  $A$ - и  $V$ -варианты. Считая, что другие варианты отсутствуют, авторы определили величину отношения констант  $\lambda = g_A/g_V = -1,25 \pm 0,05$ .

В дальнейшем измерения коэффициентов корреляций с большей точностью были повторены как в Аргоннской лаборатории, так и группой Б. Г. Ероволимского в Москве с существенно усовершенствованной методикой. Для корреляции спин — электрон наименее точные значения в настоящее время таковы:  $A = -0,112 \pm 0,006$ <sup>72</sup> и  $A = -0,114 \pm 0,005$ <sup>73</sup>. Современное значение этой величины, полученное усреднением приведенных выше значений,  $A = -0,1132 \pm 0,0032$ . Отсюда легко получить значение отношения констант  $\lambda = -1,259 \pm 0,009$ . Наиболее точное значение коэффициента корреляции антинейтрино-спин получено в работе группы ИАЭ им. И. В. Курчатова в Москве:  $B = 0,995 \pm 0,035$ <sup>74</sup>. Среднемировой результат, включающий еще результат Аргоннской группы<sup>75</sup>, таков:  $B = 0,995 \pm 0,028$ .

Достаточно чувствителен к величине  $g_A/g_V$  и коэффициент корреляции между импульсами антинейтрино и электрона. Эта величина измеряется на пучках неполяризованных нейтронов. Основной вклад в установление величины коэффициента корреляции электрон-антинейтрино внесли группа ИТЭФ в Москве и группа Доброземского в Австрии. Результат московской группы:  $a = -0,091 \pm 0,039$ <sup>76</sup>. Величина  $a$  измеряется по форме спектра протонов отдачи, который чувствителен к этой корреляции, поскольку импульс отдачи протона равен по величине сумме импульсов легких частиц (нейтрон можно с хорошей точностью считать покоящимся). Однако эта чувствительность весьма невелика и для получения достаточной точности в искомой величине необходима очень высокая спектрометрическая техника. Группа Доброземского предприняла поистине прецизионное исследование формы спектра протонов и получила весьма точный результат для коэффициента корреляции  $a = -0,1017 \pm 0,0055$ <sup>77</sup>. Отсюда для  $\lambda = g_A/g_V$  получено  $\lambda = -1,259 \pm 0,017$  в прекрасном соответствии с результатом, полученным из измерения корре-

ляции спин — электрон. Таким образом, величина  $\lambda$ , полученная только из исследования распада нейтрона, есть ныне  $\lambda = -1,259 \pm 0,008$ .

Константы связи  $\beta$ -распада могут быть, конечно, определены из  $\beta$ -распада ядер. В этом случае интерпретация результатов нередко затруднена неопределенностью в значениях ядерных матричных элементов. В некоторых случаях эта трудность разрешима: в частности, в сверхразрешенных переходах или в переходах между аналоговыми состояниями. Из периода полураспада сверхразрешенных  $O^+ - O^+$  переходов можно определить фундаментальную константу  $\beta$ -распада ( $G = 1,41222 \pm \pm 0,00046 \cdot 10^{-49}$  эрг $\cdot$ см $^3$ <sup>78</sup>). В этих переходах участвует только взаимодействие Ферми, т. е. векторное  $V$  или, если оно существует, скалярное  $S$ . В случае, когда присутствует так называемое гамов-тэллеровское взаимодействие, т. е. аксиально-векторное и тензорное, точной информации из ядерного  $\beta$ -распада получить не удается по указанной выше причине. Нейтрон в этом смысле является совершенно уникальным объектом. В распаде нейтрона участвуют все взаимодействия, а величины фермиевского и гамов-тэллеровского матричных элементов определяются из чисто статистических соображений:  $|M_F|^2 = 1$ ,  $|M_{GT}|^2 = 3$ . Кроме того, поскольку продукты распада нейтрона имеют минимально возможные заряды, существенно облегчается обычно непростая задача учета электромагнитных поправок. Из данных о величинах  $FT^{(0-0)}$  для  $O^+ - O^+$ -переходов и величины  $FT^{(n)}$  нейтрона можно определить отношение  $g_{GT}/g_F$  (здесь  $F$  — нормированная функция, учитывающая зависимость вероятности распада от энергии перехода, связанную с различием фазовых объемов,  $T = \tau \ln 2$  — период полураспада. Используя величину  $\tau_n$ , приведенную выше в качестве среднемировой, и величину  $FT^{(0-0)}$  из работы<sup>79</sup>, для величины  $\lambda'$  получим

$$\lambda' = \sqrt{\frac{|g_A|^2 + |g_T|^2}{|g_V|^2 + |g_S|^2}} = 1,266 \pm 0,005$$

в хорошем соответствии с величиной  $\lambda$ , полученной из исследования корреляций при распаде нейтрона. Отметим, что при вычислении величины  $\lambda$  из данных о коэффициентах корреляций предполагалось отсутствие  $S$ - и  $T$ -вариантов, в то время как величина, полученная из отношений  $FT$ , дает строгое отношение гамов-тэллеровской и фермиевской констант. Хорошее совпадение этих величин свидетельствует о доминирующей роли  $V$ - и  $A$ -взаимодействий.

Исследование периода полураспада и величины коэффициентов корреляций при распаде нейтрона, а также исследования  $\beta$ -распада ядер позволяют, таким образом, проверять степень выполнения предсказаний теории  $\beta$ -распада. Этому вопросу посвящен ряд работ (см., например,<sup>79-81</sup>). Однако только из данных о корреляциях в распаде нейтрона можно получить результаты, и не привлекая других данных. Так, в работе<sup>82</sup> показано, что в случае справедливости  $V - A$ -варианта между коэффициентами корреляций должна существовать простая связь:

$$\begin{aligned} 1 + A &= B + a, \\ A(1 + A) &= aB. \end{aligned} \tag{12}$$

Подстановка сюда приведенных выше величин подтверждает хорошее выполнение этих соотношений. Отсюда, однако, нельзя делать вывод о достоверном отсутствии  $S$ - и  $T$ -вариантов. Более подробный анализ этой проблемы можно найти в<sup>79-81</sup>. Довольно полный обзор истории и состояния исследования распада нейтрона имеется в обзоре Б. Г. Ерозолимского<sup>83</sup>.

в) Поиски нарушения  $T$ -четности  
в распаде нейтрона

Как можно видеть, последняя комбинация в выражении (11) для вероятности распада нейтрона меняет знак при изменении знака времени. Это означает, что обнаружение корреляции между спином нейтрона и плоскостью разлета легких частиц свидетельствовало бы о нарушении  $T$ -четности в слабых взаимодействиях. Формально это обстоятельство приводит к комплексному значению констант связи или к дополнительному фазовому углу в отношении констант. В частности, отношение аксиально-векторной и векторной констант обычно записывают так:  $\lambda = g_A/g_V = = |\lambda| e^{i\phi}$ . При строгом выполнении закона сохранения временной четности  $\phi = \pi$ . Первая попытка обнаружить  $T$ -нечетную корреляцию была предпринята в цитированной выше работе аргоннской группы <sup>71</sup>.

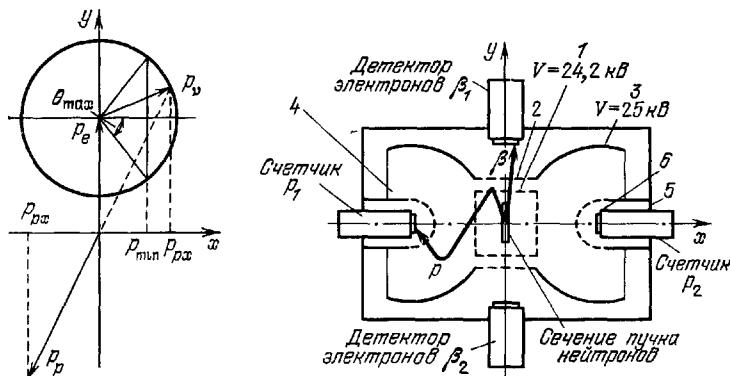


Рис. 7. Схема установки Ероцелимского и др. по измерению трехвекторной корреляции <sup>85</sup> и корреляции спин — антинейтрено <sup>74</sup> в распаде поляризованных нейтронов. 1 — счетный цилиндр, образующий бесполевую область, 2 — цилиндрическая сетка с потенциалом, отражающим протоны, 3 — внешний сферический фокусирующий электрод, 4 — внутренний счетный электрод, 5 — камера, 6 — сцинтиллятор протонного детектора. Слева — диаграмма импульсов продуктов распада нейтрона. При регистрации электронов в узком телесном угле измерение одной составляющей импульса протона по времени пролета позволяет определить конус направлений вылета антинейтрено.

Эффект не был обнаружен, а для величины  $D$  получено значение  $D = = 0,04 \pm 0,05$ . Интерес к этому эксперименту чрезвычайно возрос после открытия нарушения  $T$ -инвариантности в распаде нейтральных  $K$ -мезонов <sup>84</sup>. Существенное продвижение в точности коэффициента  $T$ -нечетной корреляции было достигнуто в работе группы ИАЭ им. И. В. Курчатова <sup>85</sup>. В этом опыте был осуществлен оригинальный подход к проблеме определения направления вылета антинейтрено. Если в аргоннском эксперименте регистрировались случаи распада с определенным направлением вылета протона, то здесь был осуществлен анализ одной из компонент импульса протона по времени пролета при фиксированном направлении вылета электрона. Это позволило непосредственно выделять угол вылета антинейтрено, исходя из закона сохранения импульса (подробнее см. <sup>83</sup>). Применение двух пар протонного и электронного детекторов чрезвычайно симметризовало установку, сильно уменьшая возможные методические ошибки. Точность эксперимента лимитировалась статистикой и составила  $\pm 0,01$ , но эффект не был обнаружен. Дальнейшее продвижение было возможно при работе с более интенсивными пучками поляризованных нейтронов. Специально для этой работы на среднепоточном реакторе ИАЭ был создан новый вертикальный канал поляризованных нейтронов, позволивший еще снизить экспериментальный предел возможного существования этой вели-

чины. Был получен результат  $D = (-2,7 \pm 3,3) \cdot 10^{-3}$ <sup>86</sup>. Аналогичный опыт был поставлен Штейнбергом и др. на высокопоточном реакторе в Гренобле с результатом  $D = (-1,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-3}$ <sup>87</sup>. Среднемировое значение коэффициента, учитывающее результаты еще двух ранних работ, ныне таково<sup>18</sup>:  $D = -0,0009 \pm 0,0013$ , и фаза отношения констант  $\phi = 180,11^\circ \pm 0,17^\circ$ .

## 6. ПОИСКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА

С проблемой нарушения  $T$ -инвариантности связан также вопрос о возможности существования у нейтрона электрического дипольного момента (ЭДМ). Однако задолго до того, как такая связь была осознана, было понято, что наличие у элементарной частицы электрического дипольного момента противоречит закону сохранения пространственной четности. ЭДМ частицы направлен вдоль или против спина, как единственного выделенного направления у элементарной частицы. Однако аксиальный вектор спина и вектор ЭДМ обладают различными трансформационными свойствами по отношению к операции  $P$ -инверсии, откуда и следует указанное выше противоречие.

История, связанная с поисками ЭДМ нейтрона, началась, видимо, в 1950 г., когда Перселл и Рамзей высказали мнение, что теоретические аргументы против существования ЭДМ у элементарной частицы базируются на предположениях, недостаточно хорошо проверенных экспериментально<sup>88</sup>. И в 1951 г. Смит, Персел и Рамзей поставили первый опыт по поиску ЭДМ у нейтрона. Интересно, что полученный авторами отрицательный результат не представлялся им в то время столь существенным, чтобы его немедленно опубликовать. Описание опыта и его результатов содержалось только в докторской диссертации Смита (см., например, <sup>44, 86, 90</sup>). Эта работа была опубликована только спустя шесть лет, когда возможность нарушения пространственной четности стала установленным фактом. В опыте была получена верхняя граница для ЭДМ  $|d| < 5 \cdot 10^{-20}$  е.см. Примерно в это же время Л. Д. Ландау показал, что ЭДМ у элементарной частицы может существовать лишь в том случае, если нарушается не только пространственная, но и временная четность<sup>91</sup>. После открытия нарушения  $T$ -четности в распаде  $K$ -мезонов поиски ЭДМ приобрели особую актуальность, поскольку его обнаружение явилось бы доказательством универсальности нарушения  $T$ -четности.

Почти все эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона были основаны на использовании магниторезонансного метода \*), основные принципы которого таковы. Пучок поляризованных нейтронов вводят в область с однородным магнитным полем  $H_0$ , так что направление вектора поляризации нейтронов перпендикулярно магнитному полю. Одновременно прикладывают однородное электрическое поле  $E$ , параллельное магнитному. В отсутствие ЭДМ нейтроны прецессируют относительно направления магнитного поля с ларморовской частотой. Если нейтрон обладает электрическим дипольным моментом  $d$ , то в выражении для энергии нейтрона в поле появляется дополнительный член, пропорциональный  $d \times E$ , и частота прецессии меняется, что может быть обнаружено по изменению фазы прецессии в некоторой точке при выходе из поля. Приготовление пучка с перпендикулярным относительно поля направлением магнитного момента осуществляется при пропускании пучка через радиочастотную катушку с осью, перпендикулярной направлению поля  $H_0$ , создающую

\*) Единственной работой, в которой используется кристалл-дифракционный метод измерения ЭДМ, является работа<sup>92</sup>. Подробное изложение ее имеется также в<sup>46</sup>.

осциллирующее поле  $H_1$  с частотой ларморовской прецессии. Аналогичная катушка имеется на выходе из поля, так что суммарный поворот вектора поляризации при следовании нейтрона вдоль установки зависит от фазы колебаний в катушках и от фазового угла прецессии при пролете между катушками. В опыте измеряется изменение этого фазового угла при изменении на обратное относительного направления магнитного и электрического полей.

Именно так была выполнена работа Смита, Персела, Рамзея (рис. 8). В дальнейшем аналогичным образом было выполнено еще большое число измерений (обзор этих работ имеется в <sup>48, 90, 93</sup>). Наиболее точный

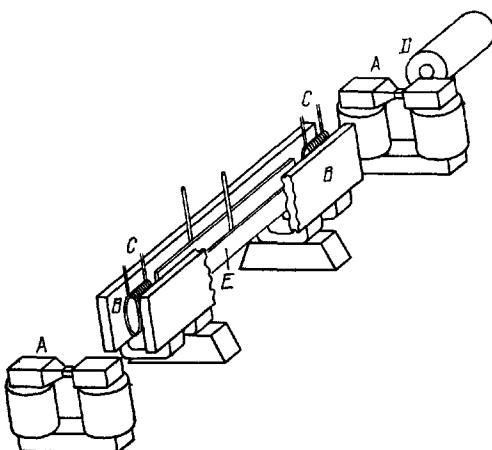


Рис. 8. Схема опыта Смита, Персела и Рамзея по измерению электрического дипольного момента нейтрона. A — магнит-поларизатор и магнит-анализатор, B — магнит с однородным полем, C — катушки для создания высокочастотного поля, D — счетчик нейтронов, E — пластины, между которыми создавалось электрическое поле.

результат, полученный этим методом, таков:  $|d| < 3 \cdot 10^{-24}$  е.см на 90%-ном уровне достоверности <sup>93</sup>. Таким образом, за двадцать лет, прошедших с момента опубликования первой работы, верхний предел для возможной величины ЭДМ нейтрона был уменьшен почти на четыре порядка величины. Однако возможности метода были при этом практически исчерпаны, причем имеется по крайней мере два серьезных препятствия для дальнейшего продвижения. Очевидно, что измеряемый фазовый угол пропорционален времени прецессии, т. е. времени пребывания нейтрона в установке. Поэтому чувствительность прибора к искомому эффекту можно увеличить, удлинив область с однородными полями и уменьшив скорость нейтронов. В работе <sup>93</sup> использовались холодные нейтроны со скоростями 200 м/с от охлаждаемого замедлителя высокопоточного реактора в Гренобле. Использование еще более медленных нейтронов связано с потерями статистической точности из-за низких потоков холодных нейтронов, а удлинение установки связано со значительными техническими трудностями. Второе обстоятельство, препятствующее увеличению точности в описанной методике, связано с тем, что при движении магнитного момента в электрическом поле на нейtron действует сила, эффективное взаимодействие которой

$$H_E = \mu_n \frac{[VE]}{c}. \quad (13)$$

Это приводит к наблюдаемому ложному эффекту

$$d = \mu \frac{v}{c} \sin \beta, \quad (14)$$

где  $\beta$  — угол между направлениями магнитного и электрического полей. Это обстоятельство приводит к чрезвычайно высоким требованиям к степени параллельности полей. Именно этот эффект и ограничил в основном точность последнего гренобльского эксперимента.

Выход из создавшегося положения, позволяющий разрешить обе трудности, был найден Ф. Л. Шапиро в 1968 г.<sup>94</sup> Он предложил воспользоваться идеей Я. Б. Зельдовича, высказанной десятью годами ранее, о возможности хранения очень медленных так называемых ультраледных нейтронов (УХН) в замкнутой полости<sup>95</sup>. (Об открытии УХН см. ниже.) Используя такую емкость с УХН вместо пучка нейтронов, можно на несколько порядков увеличить время нахождения нейтронов в области

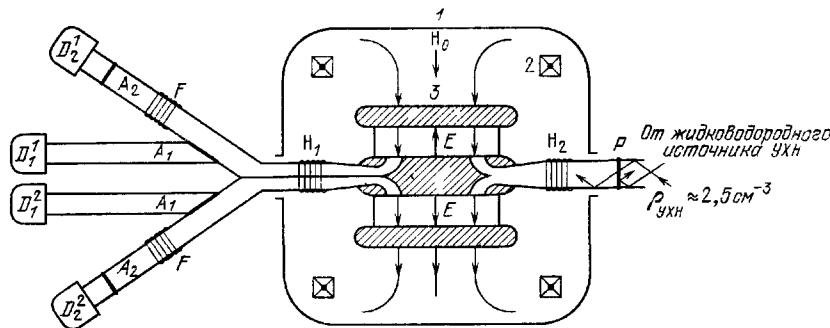


Рис. 9. Схема опыта группы ЛИЯФ по поиску дипольного момента нейтрона<sup>96,97</sup>. 1 — магнитный экран, 2 — катушки, создающие постоянное магнитное поле, 3 — камера хранения УХН,  $P$  — поляризатор,  $A_1$ ,  $A_2$  — анализаторы,  $D_1^1$ ,  $D_1^2$ ,  $D_2^1$ ,  $D_2^2$  — детекторы, регистрирующие нейтроны различной поляризации из двух половин камеры хранения,  $H_0$  — постоянное магнитное поле,  $H_1$  — осциллирующее магнитное поле,  $E$  — электрическое поле

полей и поднять тем самым чувствительность опыта. Одновременно резко уменьшается, а в некоторых случаях и исчезает ложный эффект, пропорциональный величине  $1/v$ . Увеличение чувствительности должно существенно превысить весьма ощутимую потерю в статистических возможностях опыта.

Измерение ЭДМ нейтрона с помощью УХН осуществила группа В. М. Лобашева в Ленинграде<sup>96,97</sup> (рис. 9). В этой работе использовалась двойная камера хранения УХН, помещенная в однородное магнитное поле, но с противоположным по знаку направлением электрического поля в каждой из двух ее частей. Использование такой двойной камеры и четырех детекторов, позволяющих регистрировать одновременно нейтроны, имеющие поляризацию противоположных знаков независимо для каждой из половин, при регулярном реверсе направления электрического поля, чрезвычайно симметризует установку и делает ее очень устойчивой ко всякого рода случайным возмущениям. Время пребывания нейтронов в установке составляло 5 с вместо 10<sup>-2</sup> с в работе<sup>93</sup>, соответственно сузилась линия магнитного резонанса. Все это позволило существенно продвинуться на пути поиска ЭДМ. Последний результат, полученный этой методикой, таков:  $d = (2,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$  или  $|d| < 6 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см}$  на 90%-ном уровне достоверности. Надо отметить, что увеличение точности в пять раз достигнуто на реакторе, имеющем на порядок меньший поток, чем реактор в Гренобле, на котором была выполнена работа<sup>93</sup>. Это означает, что в недалеком будущем следует ожидать существенного продвижения в точности. Такое продвижение представляет несомненный интерес, даже если ЭДМ не будет при этом обнаружен. Дело в том, что сегодня

имеется весьма большой ряд работ, предсказывающих значение ЭДМ на основе тех или иных теоретических моделей. (Обзор этих работ см., например, в <sup>46, 93, 97</sup>). Часть из них дает для ЭДМ значения, недоступные проверке в ближайшем будущем, часть уже отвергнута, как несовместимые с полученным в эксперименте верхним пределом ЭДМ. Однако многие модели дают для ЭДМ значения порядка  $10^{-25}$  е.см, и, следовательно, их справедливость будет проверена в самое ближайшее время.

### 7. ПРОБЛЕМА НЕЙТРАЛЬНОСТИ НЕЙТРОНА

Если сегодня вопрос о дипольном моменте нейтрона заключается в том, какова его величина, а само существование ЭДМ подразумевается почти несомненным, то для предположения о возможности существования у нейтрона электрического заряда нет никаких теоретических оснований. Можно сказать, что заряд нейтрона пока теоретикам не нужен. Нет, однако, и сколько-нибудь веских теоретических запретов для такой возможности. Поэтому эксперименты по поиску заряда нейтрона отнюдь не являются бессмысленными. Из вида реакции распада нейтрона.

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{v}_e \quad (15)$$

можно в самом общем виде получить возможные соотношения для зарядов  $Q_i$  частиц, участвующих в этом процессе, приводящие к  $Q_n \neq 0$ :

$$\left. \begin{array}{l} a) |Q_p| \neq |Q_e|, \quad Q_{\tilde{v}} = 0, \\ b) |Q_p| = |Q_e|, \quad Q_{\tilde{v}} \neq 0, \\ c) |Q_p| = |Q_e|, \quad Q_{\tilde{v}} = 0 \end{array} \right\} \quad (16)$$

(не выполняется закон сохранения заряда).

Каждое из этих соотношений в принципе проверяется на эксперименте. Соотношение а) наилучшим образом проверено в работе <sup>98</sup>. Равенство зарядов протона и электрона установлено с точностью  $10^{-21}$ . Проверяется и справедливость закона сохранения заряда путем поиска процессов, запрещенных только этим законом <sup>99-101</sup>. Если представлять результаты этих работ как отношение вероятности распада нейтрона по двум каналам

$$R = \frac{\Gamma(n \rightarrow p + v_e + \tilde{v}_e + \text{нейтральные частицы})}{\Gamma(n \rightarrow p + e^- + \tilde{v}_e)}, \quad (17)$$

то наилучшая оценка  $R$ , полученная в последней работе <sup>101</sup>, такова:  $R \leq 9 \cdot 10^{-24}$ . Разумеется, ставились и ставятся ныне и прямые опыты по поиску заряда нейтрона.

Первый эксперимент такого рода был поставлен в 1956 г. И. С. Шапиро и И. В. Эстулиным <sup>102</sup>. Опыт был основан на измерении возможного отклонения хорошо сколлимированного пучка нейтронов, проходящего между пластинами конденсатора. Величина этого отклонения

$$x = \frac{Q_n E l^2}{2mv^2}, \quad (18)$$

где  $E$  — напряженность электрического поля,  $l$  — длина конденсатора,  $v$  — скорость нейтрона. Верхняя оценка для заряда, полученная в этой работе,  $Q_n \leq 6 \cdot 10^{-12}$  е. Аналогичная работа была осуществлена в 1960 г. Зорном, Чемберленом и Юзом <sup>103</sup> с результатом  $Q_n < 1,3 \cdot 10^{-13}$  е. В отличие от авторов этих работ, Шалл <sup>104</sup> искал не линейное отклонение пучка, а малое изменение угла, возникающее при искривлении траектории нейтронов,

если они имеют заряд, при прохождении конденсатора. Величина угла отклонения

$$\alpha = \frac{Q_n E l}{mv^2}. \quad (19)$$

Пучок с очень малой угловой расходимостью формировался при брэгговском отражении от кристалла кремния очень высокого качества. Второе брэгговское отражение использовалось для анализа угла отклонения, а конденсатор был размещен между кристаллами. Результат Шалла  $Q_n = -1,9 \pm 3,7 \cdot 10^{-18}$  е является до настоящего времени лучшим. Однако в ближайшее время следует, видимо, ожидать существенного улучшения чувствительности опытов по поиску заряда. В Гренобле построен новый оптический инструмент для поиска заряда нейтрона <sup>105</sup>. Авторы сообщают, что рассчитывают существенно уменьшить оценку возможной величины заряда. Имеется ряд других предложений, осуществление которых может снизить оценки для  $Q_n$  до  $(10^{-22} - 10^{-23})$  е.

## 8. ОТКРЫТИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Рассказывая о замечательных *опытах в области нейтронной физики*, нельзя не рассказать об открытии ультрахолодных нейтронов (УХН). Мы уже упоминали об УХН в связи с экспериментами по поиску ЭДМ нейтрона. По установившейся в последнее время терминологии ультрахолодными принято называть нейтроны, способные испытывать полное внешнее отражение от границы вакуум — среда при всех углах падения. Впервые на такую особенность отражения УХН указал Я. Б. Зельдович в 1959 г. <sup>95</sup>. В работе Зельдовича обращалось внимание на то обстоятельство, что нейтроны с энергией, меньшей некоторой граничной  $E_{gr}$ , характеризующей данное вещество, должны отражаться от границы этого вещества, причем поглощение в стенке чрезвычайно мало. Отсюда следовала возможность накопления ультрахолодных нейтронов в замкнутой полости. Величина граничной энергии

$$E_{gr} = \frac{\hbar^2}{2\pi m} Nb, \quad (19')$$

где  $m$  — масса нейтрона  $N$  — плотность ядер вещества,  $b$  — длина когерентного рассеяния вещества. Величина  $b$  для большинства ядер положительна и по порядку величины обычно равна нескольким ферми. Подстановка соответствующих величин в формулу (19) дает для величины  $E_{gr}$  значение нескольких единиц на  $10^{-7}$  эВ. Скорость нейтронов, имеющих такую энергию, около 5 м/с. Экспериментальная проверка идеи Я. Б. Зельдовича казалась чрезвычайно трудной из-за того, что доля нейтронов в максвелловском спектре обычного реактора, обладающих нужными энергиями, весьма мала. Можно было ожидать, что нейтронный газ, хранящийся в ловушке, будет обладать плотностью  $1 - 2n/\text{см}^3$  при температуре  $T \sim 10^{-3}$  К. Большую роль играло то обстоятельство, что в начале шестидесятых годов не просматривалось достаточно важной физической задачи, решение которой могло бы стимулировать начало этих трудных исследований. Вскоре после работы Я. Б. Зельдовича В. В. Владимирский показал, что очень медленные нейтроны можно, в принципе, хранить и в магнитных ловушках <sup>106</sup>. Наличие у нейтрона магнитного момента приводит к появлению дополнительного члена в выражении для энергии нейтрона  $E_\mu = -\mu B$ . Значение величины  $\mu$  в соответствующих единицах:  $\mu = 6,03 \cdot 10^{-12}$  эВ/Гс. Для обычных в лабораторной практике полей  $B \approx 10 - 20$  кГс величина магнитной энергии  $E_\mu = (0,6 - 1,2) \cdot 10^{-7}$  эВ, т. е. имеет тот же порядок величины, что и  $E_{gr}$ .

Как упоминалось выше, к предложению о возможности хранения нейтронов обратился в 1968 г. Ф. Л. Шапиро в связи с проблемой повышения чувствительности опытов по поиску ЭДМ <sup>94</sup>. Приступив к экспериментам, Ф. Л. Шапиро с сотрудниками уже в конце 1968 г. показал, что УХН можно извлекать из реактора по сильно изогнутым нейтроноводам, не пропускающим более быстрые нейтроны, и что нейтроны находятся в установке значительное время <sup>107</sup>. Результаты более подробных исследований, включающих прямые опыты по хранению нейтронов в ловушках, и измерение спектра УХН были опубликованы в конце 1970 г. <sup>108</sup>. Время хранения нейтронов, полученное в этом эксперименте, составляло около 30 с., а впоследствии было существенно увеличено. Одновременно с группой Ф. Л. Шапиро с очень медленными нейтронами начал работать в Мюнхене А. Штайерл. Ставя своей целью измерение сечений взаимодействия нейтронов с веществом при очень малых скоростях, А. Штайерл по предложению Майер-Лейбница соорудил спектрометр очень медленных нейтронов и начал работать с нейтронами в энергетическом диапазоне, достигающем области УХН <sup>109</sup>.

Эти работы положили начало исследованиям с УХН. Сегодня физика УХН является самостоятельной и быстро развивающейся областью нейтронной физики. Обзор ранних работ по ультрахолодным нейтронам сделал Ф. Л. Шапиро <sup>110</sup>. Имеются довольно подробные обзоры А. Штайерла <sup>111</sup>, а также Голуба и Пендлбери <sup>112</sup>.

## 9. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНОВ

### а) Дифракция нейтронов

Первым, кто высказал убеждение, что движение нейтрона должно определяться волновой механикой и, следовательно, нейтроны, так же как и рентгеновские лучи, должны испытывать дифракцию на кристаллах, был, видимо, Элзассер <sup>113</sup>. Его работа появилась в 1936 г. Почти немедленно последовала работа Халбана и Прайсверка <sup>114</sup>. Они наблюдали изменение углового распределения нейтронов от рассеивателя — железного цилиндра в зависимости от температуры рассеивателя в качественном соответствии с предсказаниями Элзасссера. Однако наиболее убедительный опыт, подтверждающий наличие явления дифракции, был поставлен Митчелом и Пауэрсом в 1936 г. (см. <sup>115</sup>). Используя нейтроны от Be ( $\alpha$ ) источника, помещенного в парафин, они зарегистрировали нейтроны, отразившиеся от системы из 16 кристаллов MgO, поставленных под углом брэгговского отражения для максимума спектра источника. Интенсивность отражения при этом уменьшалась при изменении угла.

В последующие годы работы по поиску и изучению нейтронной дифракции продолжались. В частности, было обнаружено различие в сечении рассеяния от поликристаллического образца и от монокристалла и установлена неаддитивность сечений отдельных элементов при образовании из них химических соединений, что свидетельствовало о существенной роли когерентных эффектов при взаимодействии нейтронов с веществом <sup>116-119</sup>. Но наиболее красивые и впечатляющие опыты в области вновь зарождавшейся нейтронной оптики были поставлены после появления атомных реакторов и наибольший вклад в развитие этой науки был сделан Э. Ферми и его школой. В 1944 г. Э. Ферми с сотрудниками, измеряя спектр нейтронов из графитовой тепловой колонны аргонинского реактора, обнаружил, что он очень сильно обогащен медленными нейтронами. Специально поставленные опыты по пропусканию тепловых нейтронов через графи-

товый фильтр показали, что такой фильтр пропускает только совсем холодные нейтроны. Эффективная температура пропущенных нейтронов составляла только 18 К, хотя фильтр находился при комнатной температуре. Было совершенно ясно, что поликристаллический графит эффективно рассеивает тепловые нейтроны за счет брэгговского отражения. При этом нейтроны с длиной волны, большей удвоенного межплоскостного расстояния, не рассеиваются и проходят через фильтр, что непосредственно следует из формулы Брэгга

$$n\lambda = 2d \sin \theta. \quad (20)$$

Это объяснение хорошо подтверждалось количественно, поскольку величина  $2d$  для графита составляет  $6,69 \text{ \AA}$ , а отфильтрованные нейтроны имели эффективную длину волны  $7,15 \text{ \AA}^{120}$ . С появлением реакторов появились мощные и достаточно хорошо коллимированные пучки нейтронов, что позволило поставить чистый опыт по дифракции нейтронов. Используя пучок с расходимостью около  $10'$ , Зинн<sup>121</sup> наблюдал пик брэгговского отражения ожидаемой ширины от кристалла  $\text{CaCO}_3$ . Эта техника позволила вскоре создать кристаллический монохроматор. Используя для монохроматизации отражение от плоскости (100) монокристалла  $\text{CaF}_2$ , Э. Ферми и Л. Маршалл наблюдали затем брэгговское отражение от другого кристалла, помещенного в монохроматический пучок. Измеряя интенсивность различных порядков отражения от разных образцов, удалось определить фазу отраженной волны для нескольких веществ. Фаза рассеяния на ядре связана со знаком когерентной длины рассеяния для данного ядра. Для большинства исследованных образцов фаза соответствовала  $b > 0$ , однако впервые было обнаружено вещество, а именно  $\text{Mn}$ , рассеивающее нейтроны с противоположной фазой. Эта работа явилась, вероятно, первым кристаллографическим исследованием<sup>122</sup>.

Работы с кристаллическими спектрометрами в послевоенное время бурно развивались<sup>123, 124</sup>. Вскоре спектрометры, а вернее дифрактометры с двумя кристаллами, один из которых является монохроматором, стали обязательной принадлежностью исследовательского реактора.

Методы дифракции нейтронов стали ныне мощным средством исследования вещества. О дифракции нейтронов см., например, 45, 125–127.

## б) Показатель преломления нейтронной волны

Обнаружение в эксперименте существенного проявления волновых свойств нейтрона позволяло думать, что возможны проявления волновой природы нейтрона в иных, отличных от дифракции явлениях. Э. Ферми предположил, что у различных веществ может существовать показатель преломления по отношению к нейтронной волне. Физически показатель преломления, отличный от единицы, возникает из-за когерентного рассеяния нейтронов атомами вещества:

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{Nb}{\pi}, \quad (21)$$

где  $N$  — плотность рассеивателей,  $\lambda$  — длина волны нейтрона,  $b$  — длина когерентного рассеяния. При  $n = 1 \ll 1$

$$n - 1 = - \lambda^2 \frac{Nb}{2\pi}. \quad (22)$$

Знак величины  $n - 1$  зависит от знака  $b$  или от фазы рассеянной волны. В работах, посвященных этой проблеме, Э. Ферми указывал, что если

для рентгеновских лучей фаза рассеяния отрицательна, то для нейтронов она может иметь любой знак. В случае  $b > 0$  должно наблюдаться полное отражение от границы вещества. Ферми и Зинн предприняли опыты по поиску отражения от зеркал из различных веществ и обнаружили явление полного отражения, тем самым доказав реальность существования показателя преломления  $^{128}, ^{129}$ . Это было сделано в 1944 г. Впоследствии, как упоминалось выше, тот факт, что фаза рассеяния может иметь различный знак, был экспериментально подтвержден  $^{122}$ , и, следовательно, показатель преломления действительно может быть больше или меньше единицы. Длины когерентного рассеяния были впоследствии измерены практически для всех ядер, и оказалось, что подавляющее большинство

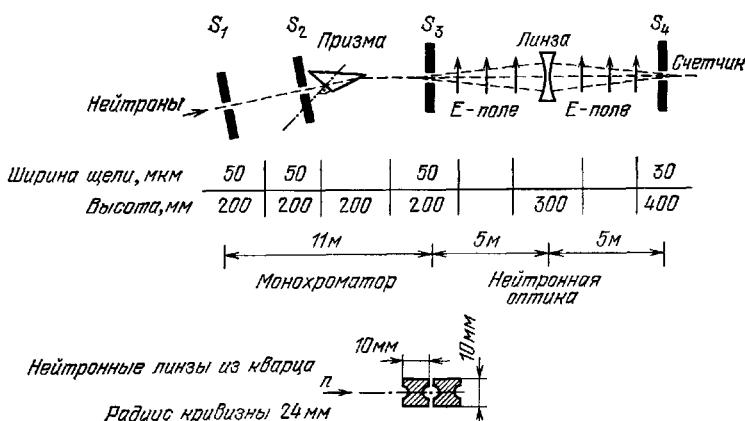


Рис. 10. Оптический прибор для поиска заряда нейтрона.

веществ обладает показателем преломления для нейтронов, меньшим единицы. Существование явления преломления нейтронной волны позволяет в принципе использовать для нейтронов линзы и призмы. В замечательных «Лекциях по нейтронной физике», прочитанных Э. Ферми в 1945 г., мы находим: «Но показатель преломления для нейтронов очень близок к единице. Это означает, что для нейтронов фокусирующие линзы, сделанные из вещества с  $n$ , несколько большим единицы, должны были бы быть чудовищно выпуклыми, чтобы пригодиться хоть на что-нибудь. Фокусирующая линза из вещества с  $n < 1$  выглядела бы как рассеивающая оптическая линза. Такие линзы в принципе осуществимы, но ввиду крайней малости  $n - 1$  совершенно непрактичны»  $^{130}$ . Пессимизм Э. Ферми совершенно понятен, поскольку он имел в виду тепловые нейтроны. Однако в силу специфического закона дисперсии ситуация резко меняется при переходе к очень медленным нейtronам. (Как видно из (21),  $n^2 - 1 \propto \lambda^2$ .) А для холодных нейтронов и призмы и нейтронные линзы впоследствии применялись. Самым недавним и вполне красивым примером использования нейтронно-оптических элементов, основанных на преломлении, является упоминаемый выше оптический прибор для поиска заряда нейтрона  $^{105}$ . В этом приборе используется как призматический монокроматор, вполне аналогичный простому монокроматору, привычному в оптике, так и фокусирующие двояковогнутые линзы (рис. 10).

Из закона дисперсии (21) прямо следует и возможность полного отражения для ультрахолодных нейтронов. В самом деле, выражение для гра-

ничной длины волны получается из условия  $n^2 = 0$ :

$$\lambda^2 = \frac{\pi}{Nb}. \quad (23)$$

Отсюда легко получить значение граничной скорости и граничной энергии, совпадающее с (19). Вообще, если энергия взаимодействия нейтрона со средой или с полем  $E$ , то имеет место простое соотношение

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2} E. \quad (24)$$

В частности, при наличии магнитных полей в выражении для энергии проявляется член  $\pm \mu B$ , и показатель преломления различен для двух направлений поляризации. Возникает явление дихроизма, в данном случае магнитного \*). Мы уже упоминали об опытах, демонстрирующих это явление, таких, как наличие двух критических углов при отражении от намагниченного зеркала в опыте Юза и Берджи <sup>48</sup> или прямая демонстрация Шаллом двулучепреломления в намагниченной линзе <sup>53</sup>. Явление дихроизма должно иметь место во всех случаях зависимости величины  $b$  от направления поляризации. В частности, длина рассеяния зависит от знака взаимной ориентации спина нейтрона и спина ядра-рассеивателя. Поэтому дихроизм, проявляющийся, например, в явлении вращения плоскости поляризации, должен наблюдаться при пропускании поляризованных нейтронов через поляризованную мишень. Это явление, предсказанное В. Г. Барышевским и М. И. Подгорецким в 1964 г. <sup>131</sup>, было экспериментально обнаружено группой Абрагама во Франции <sup>132</sup>. Связь между направлением поляризации нейтрона и амплитудой когерентного рассеяния может проявиться и вследствие эффектов несохранения четности. В этом случае вращение плоскости поляризации должно наблюдаться при пропускании нейтронов через неполяризованную мишень. Предсказанное Мишелем и Стодольским <sup>133</sup> это явление совсем недавно было обнаружено в эксперименте <sup>134</sup>.

Таким образом, явление преломления, связанное с интерференцией падающей и рассеянной волн и хорошо известное в оптике, в случае нейтронной волны приобретает ряд совершенно новых и чрезвычайно красочных черт.

### в) Опыты с нейтронами и квантовая механика свободной частицы

Возможность использовать в эксперименте нейтроны малых скоростей, относительно большая масса и, как следствие, большая длина волны, а также отсутствие заряда делают нейtron очень удобным объектом при постановке опытов, в которых демонстрируется или изучается целый ряд существенно квантовомеханических эффектов.

Количество таких экспериментов сегодня уже достаточно велико, а в последнее время непрерывно появляются сообщения о новых результатах и предложения новых экспериментов. Поэтому сколько-нибудь подробный обзор опытов такого рода должен являться предметом отдельной статьи. Ниже будут перечислены лишь некоторые наиболее интересные результаты и дано очень краткое описание отдельных опытов, а список цитируемой по данному вопросу литературы ни в коей мере не претендует на полноту.

\*) Явление дихроизма при пропускании нейтронов через намагниченный ферромагнетик было предсказано еще в 1941 г. <sup>149</sup>.

1) Потенциальный барьер для свободной частицы. Как уже указывалось, когерентное взаимодействие нейтрона с ядрами вещества приводит к появлению скачка потенциала на границе вещества, причем величина потенциала пропорциональна длине когерентного рассеяния для данного вещества. Поэтому зависимость коэффициента отражения и пропускания нейтрона от поверхности вещества определяется известными из квантовой механики соотношениями для отражения частицы от потенциального барьера. Эта зависимость с удовлетворительной точностью проверена экспериментально А. Штайерлом для ультрахолодных нейтронов, энергия которых близка к величине потенциала вещества <sup>135</sup>. В том случае, когда вещество представляет собой тонкую пленку, толщина которой сравнима с длиной волны нейтрона, в выражениях для пропускания и отражения нейтронов появляются члены, учитывающие интерференцию волн, отраженных от обеих границ пленки. Кроме того, становится существенным туннельный эффект. При наличии двух потенциальных барьеров между ними появляются энергетические уровни, ширина и положение которых зависят, как известно, от степени прозрачности барьеров и расстояния между ними. Наличие таких квазистабильных уровней также обнаружено экспериментально по резонансу в пропускании нейтронов через трехслойную систему, приготовленную из веществ, имеющих различное значение потенциала <sup>136</sup>. Для трех барьеров при равном расстоянии между ними возникает расщепление уровней, переходящее в пределе бесконечной периодической структуры в непрерывную энергетическую зону. Такое расщепление уровней недавно также продемонстрировано в прямом эксперименте <sup>137</sup>.

2) Нейтронный интерферометр. Первый нейтронный интерферометр был построен Майер-Лейбницом и Шпрингером в 1961 г. В этом приборе два когерентных пучка образовывались в результате преломления исходного пучка в бипризме. Дифракционная картина наблюдалась при перемещении детектора в поперечном относительно оси исходного пучка направлении в области перекрывания пучков. Наблюдался нулевой и первый порядок дифракции <sup>138</sup>. Существенно более удобный тип интерферометра, послуживший основой для проведения целого ряда замечательных опытов, основан на дифракции на совершенном монокристалле кремния. Прибор состоит из трех плоских пластин кремния, обработанных с микронными точностями, конструктивно выполненных в виде единого Ш-образного монокристалла. Расщепление волны происходит на первой пластине, затем прошедшая и дифрагировавшая волны испытывают брэгговское отражение от второй пластины и сходятся на третьей, являющейся анализатором. При этом величина пространственного разделения двух волн достигает величин порядка 1 см (рис. 11). Подробнее об интерферометрах такого типа см. <sup>128, 127</sup>.

3) Демонстрация 4π-симметрии волновой функции нейтрона. Интенсивность результирующего пучка нейтронов после прохождения интерферометра определяется когерентным сложением двух волн, следующих по путям I и II:

$$I = |\psi^I + \psi^{II}|^2. \quad (25)$$

Фазу волновой функции в каждом из путей можно изменить введением области с ядерным, гравитационным или магнитным потенциалом. Если в одном из плечей интерферометра создать некоторую локальную область с

однородным магнитным полем  $B$ , то в этом поле будет иметь место прецессия спина, причем угол поворота определится следующим образом:

$$\alpha = \pm \omega_L \tau = \pm \frac{\gamma B D m \lambda}{\hbar} \quad (26)$$

( $\omega_L = \gamma \beta$  — ларморовская частота,  $D$  — длина области с полем, которую нейtron проходит за время  $\tau = D/v$ ,  $m$  — масса,  $\lambda$  — длина волны нейтрона,  $\gamma$  — гиromагнитное отношение). Тогда спинорная волновая функция нейтрона, измененная воздействием магнитного поля, помещенного на пути  $I$ , есть

$$\begin{pmatrix} {}^+\psi^I(\alpha) \\ {}^-\psi^I(\alpha) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} {}^+\psi^I(0) \\ {}^-\psi^I(0) \end{pmatrix}. \quad (27)$$

Отсюда следует выражение для зависимости интенсивности счета за интерферометром от угла прецессии

$$I_0(\alpha) = \frac{I_0(0)}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{\alpha}{2} \right) \right]. \quad (28)$$

Как видим, периодичность функции интенсивности 4л. Такая 4л-симметрия волновой функции нейтрона была проверена в опыте с нейтронным

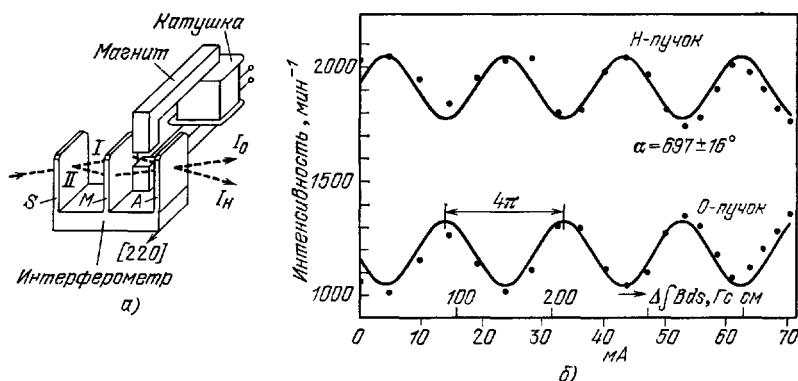


Рис. 11. Схема опыта Рауха и др. по демонстрации 4л-симметрии волновой функции нейтрона с помощью нейтронного интерферометра.

интерферометром. Наиболее точный эксперимент дал значение периода симметрии  $T = 716^\circ \pm 3,8^\circ$  (рис. 11).

4) Гравитационный сдвиг фаз, эффект вращения Земли и принцип эквивалентности в квантовой механике. Если плечи интерферометра находятся на разной высоте, т. е. движение происходит в разных гравитационных потенциалах, имеет место сдвиг фаз, связанный с гравитацией. В общем случае разность фаз для волн после интерферометра есть

$$\Delta\Phi = \frac{1}{\hbar} \int_I p dr - \frac{1}{\hbar} \int_{II} p dr = \frac{1}{\hbar} \oint p dr. \quad (29)$$

Поскольку эксперимент ставится на поверхности вращающейся Земли, необходимо это вращение учитывать. Как известно, классический га-

милльтониан для частицы во вращающейся системе координат при наличии гравитации таков<sup>140</sup>:

$$H = \frac{p^2}{2m_i} - G \frac{Mm_g}{r} - \omega L, \quad (30)$$

где  $L = [r p]$ ,  $\omega$  — частота вращения системы,  $m_i$  и  $m_g$  — инерционная и гравитационная массы. Вычисляя  $p$  и  $r$  из классических уравнений Гамильтона и используя (30), можно в квазиклассическом приближении получить для сдвига фаз

$$\Delta\varphi = \frac{m_i}{\hbar} \oint \dot{r} dr - \frac{m_i}{\hbar} \oint (\omega \dot{r}) dr, \quad (31)$$

тогда первый член учитывает возможное изменение импульса вдоль контура интегрирования, в том числе связанное с действием силы тяжести, а второй обязан своим происхождением вращению системы координат. Существование второго эффекта было впервые продемонстрировано для света в 1913 г. Саньяком<sup>141</sup> в опыте, в котором оптический интерферометр вместе с источником был помещен на вращающейся платформе. Затем этот эффект наблюдался Майкельсом для случая вращения Земли<sup>142</sup>. Сдвиг фаз, связанный с гравитацией, таков<sup>143</sup>:

$$\Delta\varphi_{\text{грав}} = -2\pi m_i m_g (gh^2) \lambda A' \sin \beta, \quad (31')$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $A'$  — величина, имеющая размерность площади и по порядку величины близкая к площади, охватываемой интерферометром,  $\beta$  — угол поворота плоскости траекторий относительно горизонтали. При изменении  $\beta$ , т. е. вращении прибора вокруг горизонтальной оси, гравитационный сдвиг фаз меняется и может быть измерен по периодической модуляции интенсивности. Сдвиг фаз, связанный с эффектом Саньяка, таков:

$$\Delta\varphi_{\text{сан}} = \frac{4\pi m_i}{\hbar} \omega A, \quad (32)$$

тогда  $A$  — площадь интерферометра,  $\omega$  — частота вращения Земли:  $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>. Оба эффекта были обнаружены и достаточно точно измерены. Из величины гравитационного сдвига фаз можно извлечь значение величины  $\sqrt{m_i m_g}$  и сравнить ее со значением массы покоя нейтрона, определенное из энергетического баланса ядерной реакции.  $m_n = 1,6747 \cdot 10^{-24}$ . Это сравнение является проверкой для микроскопических объектов принципа эквивалентности, столь хорошо установленного для макроскопических тел. Наиболее точные результаты по измерению как гравитационного сдвига фаз, так и эффекта Саньяка получены в работе<sup>143</sup>. Для величины  $\sqrt{m_i m_g}$  было найдено:  $\sqrt{m_i m_g} = 1,675 \pm 0,003 \cdot 10^{-24}$  г. Для эффекта Саньяка при теоретическом значении  $q^{\text{теор}} = 1,604$  рад было найдено  $q = 1,689 \pm 0,003$  рад, где  $q$  — период осцилляции интенсивности при вращении прибора вокруг вертикальной оси.

5) Проверка линейности квантовой механики. Вопрос о степени линейности уравнений квантовой механики не нов. Одной из причин интереса к вопросу о линейности уравнения Шредингера является тот факт, что введение нелинейного члена  $F(|\psi|^2)$  в гамильтониан приводит в некоторых случаях к решениям с нерасплывающимся волновым пакетом. Имеются основания полагать, что этот нелинейный член должен иметь логарифмическую форму<sup>144</sup>. Тогда

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(r, t)}{\partial t} = \left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r, t) \right] \Psi - b \ln(a^3 |\Psi|^2) \Psi, \quad (32)$$

где  $a$  — величина, не обязательно имеющая характер универсальной константы, а  $b$  — фундаментальная константа, имеющая размерность энергии. Оценки, сделанные для величины  $b$  из измерений лэмбовского сдвига в атоме водорода, давали  $b < 4 \cdot 10^{-10}$  эВ.

Недавно было показано, что наличие нелинейности в уравнении Шрёдингера приводит к дополнительному сдвигу фаз в интерферометре в случае, если в одном из плеч стоит аттенюатор, т. е. полупрозрачный поглотитель. Этот сдвиг фаз таков<sup>146</sup>:

$$\Delta\phi = \frac{d}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} [F(|\psi|^2) - F(\alpha)|\psi|^2], \quad (33)$$

где  $d$  — длина пути после аттенюатора с коэффициентом поглощения  $\alpha^2$ ,  $m$  и  $E$  — масса и энергия нейтрона. Такой интерференционный опыт был поставлен. Для величины  $b$  была получена оценка  $b < 3,4 \cdot 10^{-13}$  эВ<sup>146</sup>. Еще более точная оценка получена из эксперимента по прецизионному измерению распределения интенсивности нейтронов при френелевской дифракции на краю экрана. Наличие нелинейности должно было бы приводить к отклонению зависимости интенсивности в поперечном относительно пучка направлении от теоретической. В этом опыте была получена оценка  $b < 3,3 \cdot 10^{-15}$  эВ<sup>147</sup>.

## 10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Завершая настоящий обзор, хотелось бы сделать несколько замечаний общего характера. Можно видеть, что большая часть проблем, относящихся к разным аспектам изучения нейтрона, возникнув в какой-то момент на протяжении истекших пятидесяти лет, остаются и сейчас актуальными. Так, продолжаются работы по уточнению массы нейтрона. Наличие у нейтрона магнитного момента было твердо установлено в 1937 г., а работы по точному измерению его величины также продолжаются. Не теряют остроты работы по изучению  $\beta$ -распада нейтрона, хотя факт его нестабильности был установлен в пятидесятых годах. Ведутся работы по изучению электромагнитной структуры нейтрона, продолжаются поиски электрического заряда и электрического дипольного момента. Нейтрон оказался идеальным объектом для опытов, в которых особенно наглядно и впечатляюще проявляются волновые свойства частиц вещества. Возникла и начала бурно развиваться нейтронная интерферометрия.

Почему же нейтрону так повезло? Почему физики не теряют вкуса к исследованиям свойств нейтрона вот уже пятьдесят лет? Краткие ответы на эти вопросы можно было бы сформулировать так. Нейтрон достаточно элементарен, являясь солидным представителем обширного семейства элементарных частиц, и в то же время он обладает достаточно сложной структурой, участвуя во всех основных видах известных взаимодействий. Он нейтрален, но обладает ненулевым спином и магнитным моментом. Он достаточно стабилен, чтобы с ним можно было легко экспериментировать даже в тех случаях, когда скорость нейтрона очень мала, и в то же время имеет не слишком большой период полураспада, так что сам процесс его превращений относительно легко изучать. Нейтрон имеет относительно большую массу. Нейтрон — самая дешевая из массивных нейтральных элементарных частиц.

Эти обстоятельства дают основания думать, что и в последующие годы физика нейтрона будет оставаться фундаментальной областью науки, продолжая развиваться рядом и в тесной связи с более молодыми или вновь возникающими направлениями исследований.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- Curie I., Joliot F.—C.R. Ac. Sci., 1932, t. 194, p. 273.
- Bothe W., Becker H.—Naturwissenschaften, 1930, Bd. 18, S. 705.
- Ghadwick J.—Nature, 1932, Febr. 27, v. 129, p. 312.—Перевод в кн.: Нейtron. Предыстория, открытие, последствия.—М.: Наука, 1972.—С. 143; далее обозначено — Нейtron.
- Chadwick J.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1932, v. 136, p. 692.
- Rutherford E.—Ibid., 1920, v. 97, p. 395. Перевод: Резерфорд Э.—Избранные научные труды. Строение атома и искусственное превращение элементов.—М.: Наука, 1972.—С. 312.
- Chadwick J.—In: Actes du X Congrès International d'Histoire des Sciences. Ithaka, N. Y., 1962.—Р.: Herman, 1964.—V. 1, p. 159.—Перевод: Нейtron.—С. 5.
- Iwanenko D.—Nature, 1932, v. 129, S. 798. Перевод: Нейtron.—С. 145.
- Heisenberg W.—Zs. Phys., 1932, Bd. 77, S. 1.—Перевод: Нейtron.—С. 147.
- Curie I., Joliot F.—J. Phys. et radium, 1933, t. 4, p. 494.
- Curie I., Joliot F.—C.R. Ac. Sci., 1933, t. 197, p. 237.
- Curie I., Joliot F.—Nature, 1934, v. 133, p. 721.
- Chadwick J., Goldhaber M.—Ibid., v. 134, p. 237.
- Chadwick J., Goldhaber M.—Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1935, v. 151, p. 479.
- Странатан Д. Д. «Частицы» в современной физике.—М.; Л.: Гостехиздат, 1949.
- Stephens W. E.—Rev. Mod. Phys., 1947, v. 19, p. 19.
- Taylor B. N., Parker W. H., Langenberg D. N.—Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, p. 375.
- Cohen E. R., Taylor B. N.—J. Phys. Chem. Ref. Data, 1973, v. 2, p. 663.
- Review of Particle properties. April. 1980 (CERN).—Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, No. 2.
- Вылов Ц., Громов К. Я., Иванов А. И., Осиненко Б. П., Фролов Е. А., Чулин В. Г., Щусь А. Ф., Юдин М. Ф.—ЯФ, 1978, т. 28, с. 1137.
- Grenwood R. C., Chrien R. E.—Phys. Rev. Ser. C, 1980, v. 21, p. 498.
- Frish O. R., Stern O.—Zs. Phys., 1933, Bd. 85, S. 4.
- Esterman I., Stern O.—Ibid., S. 17.
- Esterman I., Stern O.—Phys. Rev., 1934, v. 45, p. 761.
- Тамм И. Е., Альтшуллер С. А.—ДАН СССР, 1934, т. 1, с. 455.
- Bloch F.—Phys. Rev., 1936, v. 50, p. 259.
- Lasleft L. J.—Ibid., 1937, v. 51, p. 22.
- Dunning J. R., Powers P. N., Beyer H. G.—Ibid., p. 51.
- Powers P. N., Beyer H. G., Dunning J. R.—Ibid., p. 371.
- Hoffman J. C., Stanley M., Livingston, Bethe H. A.—Ibid., p. 214.
- Rabi I. I.—Ibid., p. 652.
- Rabi I. I.—Ibid., p. 683.
- Schwinger J.—Ibid., p. 648.
- Frish O. R., Halban H. V., Jr., Kock J.—Nature, 1937, v. 139, p. 756.
- Frish O. R., Halban H. V., Jr., Kock J.—Ibid., p. 1021.
- Powers P. N., Carroll H., Beyer H., Dunning J. R.—Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 38.
- Alvarez L. W., Bloch F.—Ibid., 1940, v. 57, p. 111.
- Rabi I. I., Millman S., Kush P., Zacharias J. R.—Ibid., 1939, v. 55, p. 526.
- Kelllogg J. M. B., Rabi I. I., Ramsey N. F., Zacharias J. R.—Ibid., p. 318.
- Arnold W., Roberts A.—Ibid., 1947, v. 71, p. 878.
- Bloch F., Nichodemus D. B., Staub H. H.—Ibid., 1948, v. 74, p. 1025.
- Millman S., Kush P.—Ibid., 1944, v. 60, p. 91.
- Bloch F. B., Levinthal E. C., Packard M. E.—Ibid., 1947, v. 72, p. 1125.
- Ramsey N. F.—Ibid., 1949, v. 76, p. 996.
- Рамзей Н. Молекулярные пучки.—М.: ИЛ, 1960.
- Гуревич И. И., Тарасов Л. В.—Физика нейтронов низких энергий.—М.: Наука, 1965.
- Александров Ю. А. Фундаментальные свойства нейтрана.—М.: Атомиздат, 1976.

47. Creen G. L., Ramsey N. E., Mampre W., Pendleton J. M., Smith K., Dress W. B., Miller P. D., Perrin P.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2439.

48. Bloch F.—Ibid., 1937, v. 51, p. 994.

49. Hughes D. J., Burgoy M. T.—Ibid., 1951, v. 81, p. 498.

50. Chadwick J.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1933, v. 142, p. 1.

51. Sherwood T. E., Stephenson T. E., Stanford C. P., Bernstein S.—Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 1546.

52. Ерохолимский Б. Г., Мостовой Ю. А., Обиняков Б. А.—ПТЭ, 1965, № 1, с. 50.

53. Shull G. D. Refractive Index Studies with Neutrons.—В кн.: Лекции по нейтронной физике.—Дубна; ОИЯИ, З-4981, 1970.

54. Драбкин Г. М., Житников Р. А.—ЖЭТФ, 1960, v. 38, p. 1013.

55. Badurek G., Rauch H., Zeilinger A.—Zs. Phys. Ser. B, 1980, Bd. 38, S. 303.

56. Alefeld B., Badurek G., Rauch H.—Ibid., 1981, Bd. 41, S. 231.

57. Snell A., Miller L. C.—Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 1274.

58. Snell A. H., Pleasonton F., Mc Cord R. V.—Ibid., 1950, v. 78, p. 310.

59. Robson J. M.—Ibid., v. 77, p. 747.

60. Robson J. M.—Ibid., v. 78, p. 311.

61. Спивак П. Е., Сосновский А. Н., Прокофьев Ю. А., Соколов В. С.—Мирное использование атомной энергии: Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. ООН.—М.: Физматгиз, 1958.—Т. 2, с. 45.

62. Robson J. M.—Phys. Rev., 1951, v. 82, p. 349.

63. D'Aneglo N.—Ibid., 1959, v. 114, p. 285.

64. Christensen C. J., Nielson A., Bahnsen A., Brown W. K., Rustad B. M.—Ibid. Ser. D, 1972, v. 5, p. 1628.

65. Бондаренко Л. Н., Кургозов В. В., Прокофьев Ю. А., Рогов Е. В., Спивак П. Е.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 329.

66. Wugl J., Morse J., Shah F., Green K., Greene G. L.—Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 92, p. 274.

67. Ву Ц. С., Мошковский С. А.—Бета-распад.—М.: Атомиздат, 1970.

68. Fermi E.—Zs. Phys., 1934, Bd. 88, S. 161.—Перевод: Ферми Э. Научные труды.—М.: Наука, 1971.—Т. 1, с. 525; далее обозначено —Ферми Э. т. I.

69. Wu C. S., Amberg E., Hayward R. W., Horres D. O., Huddson R. P.—Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1413.

70. Goldhaber M., Grodzins L., Sunyay A. W.—Ibid., 1958, v. 109, p. 1015.

71. Burgoy M. T., Krohn V. E., Novey T. B., Ringo G. R., Telegdi V.—Ibid., 1960, v. 120, p. 1829.

72. Krohn V., Ringo G.—Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 55, p. 175.

73. Ерохолимский Б. Г., Франк А. И., Мостовой Ю. А., Аразуманов С. С., Войцик Л. Р.—ЯФ, 1979, т. 30, с. 692.

74. Ерохолимский Б. Г., Бондаренко Л. Н., Мостовой Ю. А., Обиняков Б. А., Титов В. А., Захарова В. П., Франк А. И.—ЯФ, 1970, т. 12, с. 323.

75. Christensen C., Krohn V., Ringo G.—Phys. Rev. Ser. B, 1969, v. 28, p. 441.

76. Григорьев Е. К., Гришин А. П., Владимирский В. В., Николаевский Е. С., Жарков Д. П.—ЯФ, 1967, т. 6, с. 329.

77. Stratowa Chr., Dobrozemsky R., Weizierl P.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3970.

78. Wilkinson D. H.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 67, p. 13.

79. Klopff A., Paul H.—Zs. Phys., 1974, v. 267, p. 129.

80. Гапонов Ю. В. Препринт ИАЭ—1946.—Москва, 1970.

81. Paul H.—Nucl. Phys. Ser. A, 1970, v. 154, p. 160.

82. Мостовой Ю. А., Франк А. И.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 43.

83. Ерохолимский Б. Г.—УФН, 1975, т. 116, с. 145.

84. Christenson J. H., Cronin J. W., Fitch V. L., Turlay R.—Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 138.

85. Ерохолимский Б. Г., Бондаренко Л. Н., Мостовой Ю. А., Обиняков Б. А., Захарова В. П., Титов В. А.—ЯФ, 1968, т. 8, с. 176.

86. Ерохолимский Б. Г., Мостовой Ю. А., Федунин В. П., Франк А. И., Хахан О. В.—ЯФ, 1978, т. 28, с. 98.

87. Steinberg R. I., Liaud P., Vignop B., Hughes V. W.—Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 2469.

88. Purcell E. M., Ramsey N. F.—Phys. Rev., 1950, v. 78, p. 807.
89. Smith J. H., Purcell E. M., Ramsey N. F.—Ibid., 1957, v. 108, p. 120.
90. Miller P. D.—In: II School on Neutron Physics. Alushta, 1974; Труды школы по нейтронной физике. Алушта, апрель 1974.—Дубна: ОИЯИ. ДЗ-7991, 1974.—С. 100.
91. Ландау Л. Д.—ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405.
92. Shull C. G., Nathans R.—Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 384.
93. Dress W. D., Miller P. D., Pendlebury J. M., Perrin P., Ramsey N. F.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 9.
94. Шапиро Ф. Л.—УФН, 1968, т. 95, с. 145; также Шапиро Ф. Л. Нейтронные исследования.—М.: Наука, 1976.—С. 159, далее обозначено — Шапиро Ф. Л.
95. Зельдович Я. Б.—ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1952.
96. Altarev I. S., Borisov Yu. V., Brandin A. B., Egorov A. I., Ezhov V. F., Ivanov S. N., Lobashev V. M., Nazarenko V. A., Porsev G. D., Ryabov V. L., Serebrov A. P., Taldaev R. R.—Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 341, p. 269.
97. Altarev I. S., Borisov Yu. V., Bogorovikova N. V., Brandin A. B., Egorov V. F., Ezhov V. F., Ivanov S. N., Lobashev V. M., Nazarenko V. A., Ryabov V. L., Serebrov A. P., Taldaev R. R.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 13.
98. Dylla H. F., King J. G.—Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 7, p. 1224.
99. Sunyach A. W., Goldhaber M.—Ibid., 1960, v. 120, p. 871.
100. Ногашап Е. В., Seashley A. G.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1226.
101. Барабанов И. Р., Веретенкин Е. П., Гаврил В. Н., Захаров Ю. И., Запечин Ю. Г., Новикова Г. Я., Орехов И. В., Чурмаева Н. И.—Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 384.
102. Шапиро И. С., Эстудиан И. В.—ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 579.
103. Zorn J. S., Chamberlain G. E., Hegghe A. V.—Bull. Am. Phys. Soc., 1960, v. 5, p. 36.
104. Shull C. G., Wedwood B.—Phys. Rev., 1967, v. 153, p. 1415.
105. Gähler R., Kalus J., Mampre W.—J. Phys. Ser. E, 1980, v. 13, p. 546.
106. Владимирский В. В.—ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1062.
107. Лущиков В. И., Покотиловский Ю. Н., Стрелков А. В., Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ РЗ-4127.—Дубна, 1968; Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 40; то же: Шапиро Ф. Л., с. 195.
108. Грошев Л. В., Дворецкий В. Н., Демидов А. Н., Лущиков В. И., Панин Ю. Н., Покотиловский Ю. Н., Стрелков А. В., Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ РЗ-5392.—Дубна, 1970; Phys. Lett. Ser. B, 1971, v. 36, p. 293; то же: Шапиро Ф. Л., с. 202.
109. Steyerl A.—Phys. Lett. Ser. B, 1969, v. 28, p. 33.
110. Шапиро Ф. Л. Препринт ОИЯИ РЗ-7135.—Дубна, 1973; то же; Шапиро Ф. Л., с. 229.
111. Steyerl A.—Springer Tracts in Modern Physics. V. 80 — Berlin; Heidelberg; New York: Springer, 1977.—Р. 57.
112. Golub R., Pendlebury J. M.—Rept. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 439.
113. Elssasser W. M.—C.R. Ac. Sci., 1936, т. 202, p. 1029.
114. Halban H., Preiswerk P.—Ibid., 1936, т. 203, p. 73.
115. Mitchel D. P., Powers P. N.—Phys. Rev., 1936, v. 50, p. 486.
116. Preiswerk P.—Helv. Acta, 1937, v. 10, p. 400.
117. Whitaker M., Blyer H. G.—Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 1101.
118. Halpern O., Hamermesh M., Jonson M. H.—Ibid., 1934, v. 55, p. 1125.
119. Beyer H. G., Whitaker M. D.—Ibid., 1940, v. 57, p. 976.
120. Anderson H. L., Fermi E., Marshall L.—Ibid., 1946, v. 70, p. 102. Перевод: Ферми Э. Научные труды. Т. II.—М.: Наука, 1972.—С. 193; далее обозначено:—Ферми Э., т. II.
121. Zinn W. H.—Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 102.
122. Fermi E., Marshall L.—Ibid., p. 103.
123. Borst L. B., Ulrich A. J., Osborn G. L., Hasbrouch B.—Ibid., p. 108, 547.
124. Zinn W. H.—Phys. Rev., 1947, v. 71, p. 752.
125. Бэкона Дж. Дифракция нейтронов.—М.: ИЛ, 1957.
126. Neutron Diffraction/Ed. H. Dachs.—Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1978.—(Topics of Current Physics. V. 6).
127. Александров Ю. А., Шарапов Э. И., Чер Л. Дифракционные методы в нейтронной физике.—М.: Энергоиздат, 1981.
128. Ферми Э., Зинн У.—См Ферми Э т II с 226

129. Fermi E., Zinn W. H.—Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 103; то же: Ферми Э., т. II, с. 229.

130. Ферми Э., т. II, с. 270.

131. Барышевский В. Г., Подгорецкий М. И.—ЖЭТФ, 1960, т. 47, с. 1050.

132. Abragam A., Bacchella G. L., Glättli H., Meriel P., Pinot M., Piesvaux J.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 776.

133. Michel F. C.—Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 329, p. 133.

Stodolsky L.—Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 50, p. 352.

134. Forte M., Hechel B. R., Ramsey N. F., Green K., Green G. L., Burgne J., Pendebury J. H.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 2088.

135. Steyerl A.—Ibid., 1977, v. 34, p. 1310.

136. Steinhauser K. A., Steyerl A., Scheckenhofer H., Malik S. S., Ibid., 1980, v. 44, p. 1306.

137. Steyerl A., Ebisawa T., Steinhauser K.-A., Utsuro M.—Zs. Phys. Ser. B, 1981, Bd. 41, S. 281.

138. Maier-Leibniz H., Springer T.—Ibid., 1962, Bd. 167, S. 386.

139. Rauch H., Wilfing A., Bauspiess W., Bonze U.—Ibid., Ser. B, 1978, Bd. 29, S. 281.

140. Ландай Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика.—М.: Наука, 1964.

141. Sagnac M. G.—C.R. Ac. Sci., 1913, t. 157, p. 708.

142. Michelson A. A., Gale H. G., Pearson F.—Astrophys. J., 1925, v. 61, p. 140.

143. Staudenmaier J.-L., Werner S. A., Colella R., Oberhauser A. W.—Phys. Rev. Ser. A, 1980, v. 21, p. 1419.

144. Bialynicki-Birula I., Mycielski J.—Ann. Phys. (N. Y.), 1976, v. 100, p. 62.

145. Shimony A.—Phys. Rev. Ser. A, 1979, v. 20, p. 394.

146. Shull C. G., Atwood D. K., Arthur J., Horne M. A.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 765.

147. Gähler R., Klei A. G., Zeilinger A.—Phys. Rev. Ser. A, 1981, v. 23, p. 1611.

148. Ахиезер А., Померанчук И.—ЖЭТФ, 1948, т. 18, с. 475; см. также: Ахиезер А., Померанчук И.—Некоторые вопросы теории ядра.—М.; Л.: Гостехиздат, 1948.

149. Halpern O., Hammermesh M., Jonston M. H.—Phys. Rev., 1941, v. 59, p. 981.