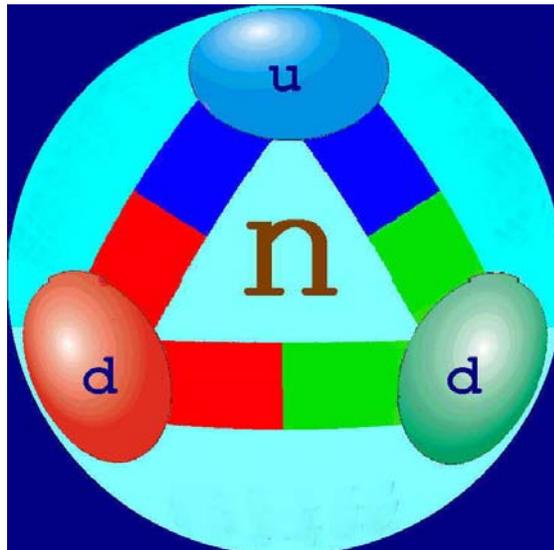


В.В.Федоров

Нейтронная физика

Учебное пособие



Санкт-Петербург
2004

Министерство образования и науки Российской Федерации
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра экспериментальной ядерной физики

В.В. Федоров

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2004

УДК 530.145; 539.12

Федоров В.В. Нейтронная физика.
Учебное пособие. СПб.: Изд-во ПИЯФ, 2004. 334 стр.

Пособие соответствует государственному стандарту дисциплины "Физика атомного ядра и элементарных частиц" магистерской подготовки по программе 553113 "Прикладная ядерная физика".

Основу учебного пособия составили курсы лекций, прочитанные автором в разное время в Санкт-Петербургском государственном и государственном политехническом университетах, а также на Зимних школах физики ПИЯФ. Оно посвящено широкому кругу физических явлений, которые можно изучать, используя нейтроны как объект исследования и как инструмент для исследований.

Даются необходимые для дальнейшего понимания материала сведения из теории рассеяния нейтрона изолированным ядром. Подробно излагаются основы нейтронной оптики и дифракции нейтронов в совершенных кристаллах. В доступной для студентов старших курсов физических специальностей форме рассмотрены классические эффекты динамической дифракции (маятниковый эффект, эффект Бормана) и оптики (ядерный псевдомагнетизм), а также описан ряд новых явлений, таких как возникновение и воздействие сильных внутрикристаллических электрических полей на нейтрон, эффекты вращения спина и деполяризация нейтронов при дифракции в кристаллах без центра симметрии. Большое внимание уделено физической картине явлений. Рассмотрены вопросы, связанные с получением и применением ультрахолодных нейтронов в физике.

Подробно изложена связь симметрий законов природы и законов сохранения. Рассказывается об истории создания теории β -распада, слабого взаимодействия и современной Стандартной модели, а также о ключевых экспериментах по наблюдению явлений, нарушающих P - и CP -инвариантности, а также по поиску нарушения T -инвариантности. Подробно рассмотрены нейтринные осцилляции, осцилляции странности и нейтрон-антинейтронные осцилляции. Затронуты вопросы, касающиеся барионной асимметрии Вселенной.

Пособие может быть полезно для студентов университетов, специализирующихся в области физики ядра и элементарных частиц, а также — в физике конденсированного состояния вещества.

Предназначено для студентов СПбГПУ.

Автор благодарен В.В. Воронину, В.Ф. Ежову, Г.А. Петрову и А.П. Сереброву за многочисленные обсуждения материалов, вошедших в данный курс, а также П.Л. Соколовой и И.В. Манинен за помощь при подготовке рукописи к печати.

© В.В. Федоров, 2004 г.

Глава 1

Введение

1.1 Открытие нейтрона

В 1932 году 17 февраля Джеймс Чэдвик направил в печать свою статью "*Возможное существование нейтрона*" (*Possible Existence of a Neutron. James Chadwick, Nature (Feb. 27, 1932) v. 129, p. 312*), которая открыла новую, *ядерную*, эру в истории развития человечества. Через два года он был удостоен Нобелевской премии "...за открытие нового фундаментального кирпичика мироздания, из которых построены атомы и молекулы, а именно за открытие так называемого нейтрона. Интуиция, мысль и логика вместе с искусством эксперимента позволили профессору Чэдвику доказать существование нейтрона и установить его свойства..."¹

Но никто из присутствующих на торжествах 1935 г., по всей видимости, не подозревал, что в истории наступила новая эра. Одно из самых важных для человечества открытий XX в. — открытие Ганом и Штрассманом в 1939 г. деления ядер урана под действием нейтронов — явилось прямым следствием открытия нейтрона. Управляемые цепные реакции деления легли в основу ядерной энергетики. Ядерную энергию удалось впервые освободить в 1942 году, когда Ферми построил первый атомный реактор. 16 июля 1945 г. в США был проведен первый испытательный взрыв ядерной бомбы, а 6 и 9 августа, в самом конце Второй мировой войны, были сброшены ядерные бомбы

¹Из речи председателя Нобелевского комитета по физике на церемонии вручения Нобелевской премии в 1935 г.

на японские города Хиросиму и Нагасаки. Такое завершение Второй мировой войны показало реальную угрозу для существования человеческой цивилизации от такого невиданной концентрации источника энергии, который оказался в ее руках. Поэтому сейчас, когда накоплен огромный ядерный арсенал, необходимо осознавать важность ядерной науки и понимать, что неосторожное или безграмотное действие отдельных личностей или правительств может привести к гибели всего человечества в ядерном пламени.

В 1954 г. в СССР была построена и введена в эксплуатацию первая атомная электростанция. С этого момента человек перестал зависеть от энергии Солнца, поскольку все прежние виды энергии были так или иначе связаны с использованием накопленной солнечной энергии. Уголь и нефть возникли благодаря органической жизни, которая сама появилась при непосредственном участии Солнца, так как фотосинтез у растений происходит при воздействии ультрафиолетовых лучей. Ветры, бури, циклоны, движение рек, — вся эта гигантская движущаяся машина возникает также в результате действия энергии солнечных лучей.

С открытием ядерной энергии человечество, в принципе, получило возможность существовать и тогда, когда Солнце погаснет (что произойдет очень нескоро, через миллиарды лет), т.е. стать независимым от солнечной энергии.

Нейтроны наряду с протонами являются теми "элементарными" частицами, из которых построены атомные ядра обычного вещества. Они также играют важную роль в процессах звездного нуклеосинтеза, который определяет происхождение элементов во Вселенной и, в частности, на Земле. Свободные нейтроны не являются стабильными. Они распадаются на протоны и электроны.

Нейтрон — это уникальная электрически нейтральная частица, участвующая во всех известных взаимодействиях: в гравитационном, слабом, электромагнитном и сильном. Поэтому изучение его фундаментальных свойств дает ключ к пониманию как структуры "элементарных" частиц и механизма их взаимодействий, так и процессов, происходящих в масштабах Вселенной.

К настоящему времени известны следующие фундаментальные свой-

ства свободного нейтрона (Review of Particle Physics. *Euro. Phys. J.*, 2000, v. C15, no. 1–4).

Заряд (e — заряд электрона)	$q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21} e$.
Масса	$m_n = 939,56533 \pm 0,00004$ МэВ,
в атомных единицах	$= 1,00866491578 \pm 0,00000000055$ а.е.м.
Разность масс нейтрона и протона	$m_n - m_p = 1,2933318 \pm 0,0000005$ МэВ,
в атомных единицах	$= 0,0013884489 \pm 0,0000000006$ а.е.м.
Время жизни	$\tau_n = 885,4 \pm 0,9_{stat} \pm 0,4_{syst}$ с.
Магнитный момент	$\mu_n = -1,9130427 \pm 0,0000005 \mu_N$.
Электрический дипольный момент	$d_n < 0,63 \cdot 10^{-25}$ е·см (CL=90%).
Электрическая поляризуемость	$\alpha_n = (0,98_{-0,23}^{+0,19}) \cdot 10^{-3}$ ФМ ³ .

Эти свойства нейтрона позволяют использовать его, с одной стороны, как объект, который изучается и, с другой стороны, как инструмент, при помощи которого ведутся исследования.

В первом случае исследуются уникальные свойства нейтрона, что является актуальным и дает возможность наиболее надежно и точно определить фундаментальные параметры электрослабого взаимодействия и тем самым либо подтвердить, либо опровергнуть Стандартную модель.

Поиск и измерение электрического дипольного момента нейтрона является одним из наиболее прецизионных и важных экспериментов в физике. Многие из предлагавшихся теорий CP-нарушения уже отвергнуты полученной к настоящему времени величиной предела на ЭДМ нейтрона $< 6,3 \cdot 10^{-26}$ е·см (уровень достоверности CL=90%). Понижение экспериментального предела в 15–20 раз, что не кажется непреодолимым, является исключительно важным для проверки суперсимметричных теорий.

Во втором случае взаимодействие неполяризованных и поляризованных нейтронов разных энергий с ядрами позволяет их использовать в физике ядра и элементарных частиц. Изучение эффектов нарушения пространственной четности и инвариантности относительно обращения времени в различных процессах — от нейтронной оптики до деления ядер нейтронами — это далеко не полный перечень наиболее актуальных сейчас направлений исследований.

Тот факт, что реакторные нейтроны тепловых энергий имеют длины волн, сравнимые с межатомными расстояниями в веществе, делает

их незаменимым инструментом для исследования конденсированных сред. Некоторые свойства тепловых нейтронов, важные для проведения таких исследований, приведены ниже.

Длина волны	$\lambda_n = 1 \text{ \AA}$ (тепловые нейтроны)
Скорость	$v = p/m_n = 2\pi\hbar/\lambda_n m_n = c\lambda_{cn}/\lambda_n \approx 4 \text{ км/с}$
Энергия	$E = m_n v^2/2 = 0,08 \text{ эВ}$
Магнитный момент	$\mu_n = (-1,9130427 \pm 0,0000005)\mu_N$
Ядерные амплитуды рассеяния	непосредственно не зависят от Z

Взаимодействие нейтронов с атомами является сравнительно слабым, что позволяет нейтронам достаточно глубоко проникать в вещество — в этом их существенное преимущество по сравнению с рентгеновскими и γ -лучами, а также пучками заряженных частиц. Из-за наличия массы нейтроны при том же импульсе (следовательно, при той же длине волны) обладают значительно меньшей энергией, чем рентгеновские и γ -лучи, и эта энергия оказывается сравнимой с энергией тепловых колебаний атомов и молекул в веществе, что дает возможность изучать не только усредненную статическую атомную структуру вещества, но и динамические процессы, в нем происходящие. Наличие магнитного момента у нейтронов дает уникальную возможность использовать их для изучения магнитной структуры и магнитных возбуждений вещества, что очень важно для понимания свойств и природы магнетизма материалов.

Рассеяние нейтронов атомами обусловлено, в основном, ядерными силами, следовательно, сечения их когерентного рассеяния никак не связаны с атомным номером (в отличие от рентгеновских и γ -лучей). Поэтому "освещение" материалов нейтронами позволяет различать положения атомов легких (водород, кислород и др.) элементов, идентификация которых почти невозможна с использованием рентгеновских и γ -лучей. По этой причине нейтроны успешно применяются при изучении биологических объектов, в материаловедении, в медицине и др. областях.

Кроме того, различие в когерентных сечениях рассеяния нейтронов

у разных изотопов позволяет не только отличать в материале элементы с близкими атомными номерами, но и исследовать их изотопный состав. Наличие изотопов с отрицательной амплитудой когерентного рассеяния дает уникальную возможность контрастирования исследуемых сред, что также очень часто используют в биологии и медицине.

1.1.1 Несколько слов об истории

Открытие нейтрона явилось следствием опытов по расщеплению легких ядер α -частицами, начатых Резерфордом в 1919 году. Он облучал азот ^{14}N α -частицами и в результате получил протоны с большой длиной пробега. До 1931 года ускорителей, пригодных для ускорения частиц до энергий, достаточных для расщепления ядер, не существовало², поэтому реакция (α, p) , осуществляемая при помощи α -частиц, испускаемых естественными радиоактивными элементами, была единственной известной ядерной реакцией. За период с 1921 по 1924 г. было установлено, что при бомбардировке α -частицами большинство легких элементов вплоть до калия³, за исключением углерода и кислорода, испускают протоны. Кроме того, в этих реакциях постоянно возникает элемент, следующий по порядку в периодической системе. Все это вполне вписывалось в рамки представления о веществе, как о состоящем из протонов и электронов.

В 1930 году Вальтер Боте и Ганс Беккер обнаружили (см. рис. 1.1), что при бомбардировке ядер бериллия α -частицами вместо протонов возникает проникающее излучение, которое очень слабо поглощается свинцом и воздействует на счетчик Гейгера–Мюллера. Они заявили, что новое излучение имеет проникающую способность, такую же, как очень жесткие гамма-лучи. Поэтому его приняли сначала за жесткое γ -излучение (действительно, позднее в 1935 г. было показано, что атомное ядро при столкновении с α -частицей может переходить в возбужденное состояние и возвращаться в первоначальное путем излучения γ -кванта).

²Первый такой ускоритель был запущен в 1931 г. Лоуренсом (Нобелевская премия по физике 1939 г.) в Калифорнийском университете (Беркли, США).

³Заряд ядра Z должен быть не очень велик, чтобы α -частица с энергией в несколько МэВ могла преодолеть кулоновское отталкивание.

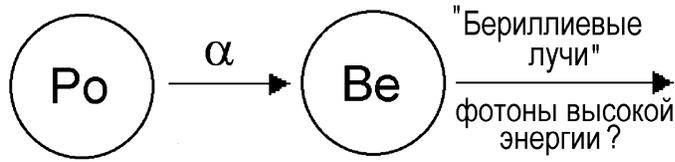


Рис. 1.1. При бомбардировке ядер бериллия α -частицами от радиоактивного полония возникает проникающее излучение — *бериллиевые лучи*

В 1932 году Ирен Кюри и Фредерик Жолио показали, что *бериллиевые лучи* обладают удивительным свойством выбивать быстрые протоны из водородсодержащих веществ, таких как, например, парафин. Однако они объясняли это тем, что "электромагнитное излучение очень высокой частоты способно освобождать в водородсодержащих веществах протоны и придавать им высокие скорости" (рис. 1.2).

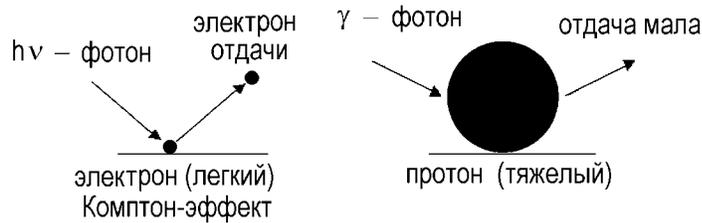


Рис. 1.2. *Бериллиевые лучи* обладают удивительным свойством выбивать быстрые протоны. Может быть, это γ -кванты очень большой энергии?

Решающий шаг сделал Чэдвик, предположивший и доказавший простыми экспериментами (см. рис. 1.2, 1.3), что это загадочное излучение есть не что иное, как поток нейтральных частиц с массой близкой к массе протона. В своей статье он писал: "...Все трудности исчезают, если предположить, что излучение состоит из частиц с массой 1 и зарядом 0, то есть из нейтронов. Можно предположить, что в результате захвата α -частицы ядром ${}^9\text{Be}$ образуется ядро ${}^{12}\text{C}$ и испускается нейтрон".

Ход его рассуждений стоит проследить более детально. Кюри и Жолио при помощи ионизационной камеры установили, что бериллиевые

лучи выбивают из парафина протоны, пробег в воздухе которых достигает 26 см, что соответствует энергии в 4,3 МэВ. Образование протонов было доказано непосредственно путем наблюдения их треков в камере Вильсона. Если считать бериллиевые лучи γ -квантами, то можно оценить энергию, которую они должны иметь, чтобы сообщить протонам (из водорода) такую энергию.

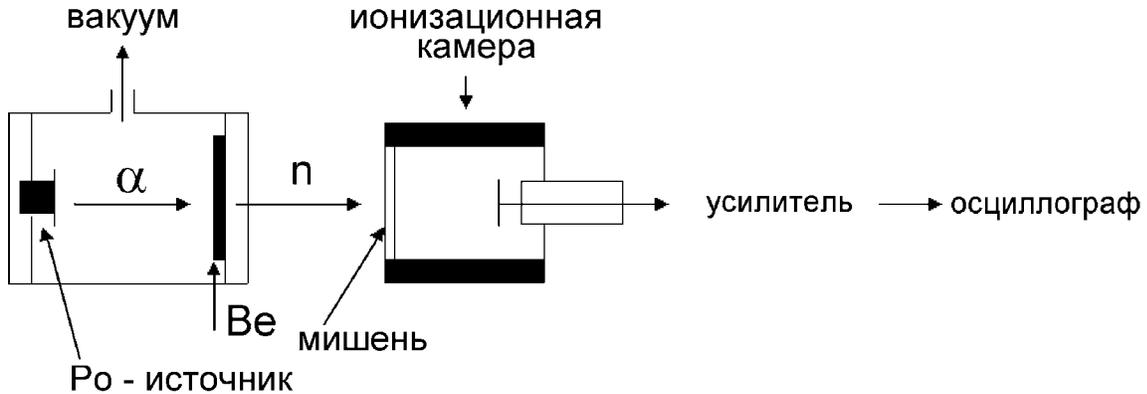


Рис. 1.3. Схема опыта Чэдвика

1.1.2 Формула Дебая–Комптона

Рассмотрим процесс рассеяния γ -квантов с энергией ω и импульсом \mathbf{k} на покоящемся протоне (или на какой-либо другой заряженной частице с массой m), схематически изображенный на рис. 1.4.

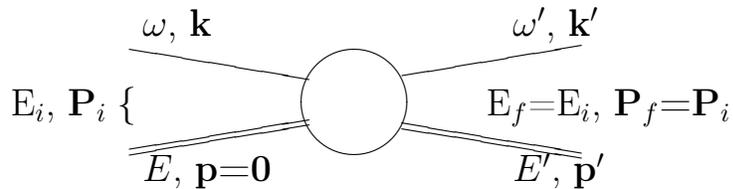


Рис. 1.4. Фейнмановский график, описывающий комптоновское рассеяние фотона (одиночная линия) на протоне (двойная линия)

Законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют вид

$$\omega + mc^2 = \omega' + E', \quad (1.1)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}' + \mathbf{p}'. \quad (1.2)$$

Кроме того, еще необходимо знать связь между энергией и импульсом частиц (*законы дисперсии*). Они имеют вид

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.3)$$

для протона и

$$\omega = ck \quad (1.4)$$

для фотона.

Эти уравнения полностью определяют поставленную задачу. Однако для упрощения вычислений их удобно переписать в четырехмерной форме. Первые два при этом объединяются в закон сохранения 4-импульса:

$$p_\mu + k_\mu = p'_\mu + k'_\mu, \quad (1.5)$$

а законы дисперсии принимают вид

$$p_\mu^2 = p_0^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 c^2, \quad (1.6)$$

$$k_\mu^2 = k_0^2 - \mathbf{k}^2 = 0, \quad (1.7)$$

где нулевые (временные) компоненты 4-векторов импульсов p_μ и k_μ есть $p_0 = E/c$ и $k_0 = \omega/c$, соответственно. Здесь использованы стандартные обозначения: греческими индексами пронумерованы компоненты 4-векторов (латинскими будем нумеровать компоненты векторов в обычном, трехмерном, пространстве). По повторяющимся индексам производится суммирование следующим образом:

$$a_\mu b_\mu = a_0 b_0 - a_i b_i = a_0 b_0 - a_1 b_1 - a_2 b_2 - a_3 b_3,$$

соответственно, скалярное произведение 4-векторов определяется как

$$ab \equiv a_\mu b_\mu = a_0 b_0 - \mathbf{a} \mathbf{b} = a_0 b_0 - a_i b_i.$$

Из уравнения (1.5) следует:

$$p_\mu - p'_\mu = k'_\mu - k_\mu.$$

Возводя обе части уравнения в квадрат и используя (1.6), (1.7), получим

$$m^2 c^2 - p_\mu p'_\mu = -k'_\mu k_\mu,$$

что в лабораторной системе отсчета ($p_\mu \equiv (p_0, \mathbf{p}) = (E/c, 0)$) приводит к результату

$$m^2 c^2 - \frac{EE'}{c^2} = - \left(\frac{\omega\omega'}{c^2} - kk' \cos \theta \right) = -kk'(1 - \cos \theta).$$

Здесь θ — угол между направлениями \mathbf{k} и \mathbf{k}' (угол рассеяния γ -кванта). Подставляя в левую часть $E = mc^2$ и $E' = \omega - \omega' + mc^2$ (см. (1.1)), получим

$$k - k' = \frac{kk'}{mc}(1 - \cos \theta). \quad (1.8)$$

Учитывая связь импульса с длиной волны $k = 2\pi\hbar/\lambda$, получим известную формулу Дебая—Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos \theta), \quad (1.9)$$

где λ, λ' — длины волн падающего и рассеянного кванта, а θ — угол рассеяния. Она описывает "покраснение" фотона в результате рассеяния на электроне. Заметим, что эта формула (и, соответственно, сам эффект *комптоновского смещения частоты*) является существенно квантовой. В классическом пределе при $\hbar \rightarrow 0$ изменение длины волны фотона при рассеянии исчезает, что и имеет место в классической электродинамике при чисто волновой трактовке этого процесса. Мы же с самого начала предположили, что фотон (γ -квант) — это частица, и получили совершенно правильный квантовый результат.

Следует также обратить внимание на очень важную и часто встречающуюся в квантовой физике величину

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}.$$

Это так называемая *комптоновская длина волны* частицы с массой m . В формуле (1.9) именно она определяет смещение частоты.

Численные значения λ_c для электрона, заряженных π -мезонов и протона, а также их массы приведены ниже:

e	$m_e = 0,5110 \text{ МэВ}$	$\lambda_{ce} = 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$
π^\pm	$m_{\pi^\pm} = 139,6 \text{ МэВ}$	$\lambda_{c\pi} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$
p	$m_p = 938,3 \text{ МэВ} = 1836m_e = 6,7m_{\pi^\pm}$	$\lambda_{cp} = 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ см}$

1.1.3 Масса нейтрона

При лобовом столкновении $\theta = 180^\circ$. В этом случае передача импульса протону и, соответственно, его кинетическая энергия после столкновения (энергия отдачи), $E_{rec} = E' - mc^2$, максимальна. Эта энергия равна изменению энергии ("покраснению") фотона:

$$E_{rec} = \omega - \omega' = c\Delta k, \quad (1.10)$$

где $\Delta k = k - k'$. Величину Δk — убыль импульса фотона — легко выразить через его начальный импульс, пользуясь выражением (1.8), подставив в него $k' = k - \Delta k$,

$$\Delta k = \frac{2k^2 - 2k\Delta k}{mc},$$

откуда следует

$$\Delta k = \frac{2k^2}{mc} \frac{1}{1 + \frac{2k}{mc}} = \frac{k}{1 + \frac{mc}{2k}}.$$

Подставляя Δk в (1.10), получим

$$E_{rec} = \frac{\omega}{1 + \frac{mc^2}{2\omega}}. \quad (1.11)$$

В нерелятивистском случае (при $\omega \ll mc^2$) будем иметь

$$E_{rec} \approx \frac{2\omega^2}{mc^2}. \quad (1.12)$$

Отсюда получим энергию фотона, необходимую для того, чтобы сообщить протону заданную энергию E_{rec} :

$$\omega \approx \sqrt{\frac{mc^2 E_{rec}}{2}}. \quad (1.13)$$

Если сюда подставить измеренную $E_{rec} = 4,3$ МэВ и энергию покоя протона $mc^2 = 938$ МэВ ≈ 1 ГэВ, то получается $\omega = 47$ МэВ.

Уже тогда можно было сделать вывод, что ядро не может иметь возбужденных уровней с такой энергией, и, следовательно, в таком предположении нарушается энергетический баланс. Кроме того, было установлено, что число протонов отдачи в несколько тысяч раз

больше числа, которое получается из хорошо подтвержденной на опыте формулы Клейна–Нишины, определяющей вероятность Комpton-эффекта. Чэдвик также установил, что, кроме протонов, бериллиевые лучи способны выбивать и другие легкие ядра Li , Be , B , C , N . Энергии этих ядер можно было определить либо по длине пробега, либо по величине импульса в ионизационной камере. Оказалось, что ядра отдачи азота, например, имеют энергию 1,2 МэВ. Для образования таких ядер за счет Комpton-эффекта γ -кванты уже должны были бы иметь другую, еще большую, энергию ≈ 70 МэВ. Далее Чэдвик предположил, что обнаруженное Боте и Беккером излучение состоит не из γ -квантов, а из частиц с конечной массой покоя. Эта гипотеза привела к прекрасному согласию со всей совокупностью результатов экспериментов и позволила определить эту массу.

Опять рассматривая только лобовые соударения, для столкновения массивных частиц (*нейтронов* с массой m) с ядром (массы M) можно написать законы сохранения энергии и импульса:

$$mv^2 = mv'^2 + MV, \quad (1.14)$$

$$mv = mv' + MV, \quad (1.15)$$

где v , v' — скорости нейтрона до и после столкновения, соответственно, V — скорость ядра отдачи.

Исключая v' , получим

$$V = \frac{2m}{M + m}v. \quad (1.16)$$

Для определения массы нейтрона нужно измерить максимальную энергию отдачи двух различных ядер, $E_1 = M_1V_1^2/2$, $E_2 = M_2V_2^2/2$, и знать их массы M_1 , M_2 :

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_2 + m}{M_1 + m}. \quad (1.17)$$

Подставляя сюда полученные из опыта скорости ядер отдачи водорода и азота ($3,3 \cdot 10^9$ и $4,7 \cdot 10^8$ см/с, соответственно), Чэдвик получил

$$m = 1,15 \text{ а.е.м.}$$

с точностью 10%. Если теперь найти эту массу по другой паре ядер, то получится тот же самый результат.

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 уточнению массы нейтрона были основаны именно на этом принципе.

1.1.4 Заряд нейтрона

Наблюдая прохождение нейтронов в газе камеры Вильсона, Ди в 1932 г. установил, что нейтрон создает не более одной пары ионов на пути в 3 м, что соответствует заряду по крайней мере в 1000 раз меньшему, чем у протона. Поэтому предположили, что заряд нейтрона e_n равен нулю.

Открытие нейтральной частицы с самого начала воспринималось физиками как событие первостепенной важности, поскольку разрушало представление о том, что заряд является неотъемлемым свойством вещества (протон, электрон). Резерфордом еще в 1920 году была выдвинута гипотеза существования нейтрона как очень сильно связанного состояния электрона и протона, однако после открытия нейтрона она была поставлена под сомнение, поскольку масса нейтрона оказалась больше суммы масс протона и электрона. Была предложена протонно-нейтронная модель ядра (Иваненко, Чэдвик и, несколько позднее, Гейзенберг), в которой ядро рассматривалось состоящим из протонов и нейтронов. Гейзенберг, рассматривая протон и нейтрон как два квантовых состояния одной частицы *нуклона*, ввел новое квантовое число *изоспин*, и это понятие явилось одним из основополагающих и наиболее плодотворных в современной физике частиц. Хидеки Юкава в 1934 г. предсказал существование новой элементарной частицы — *π-мезона* с массой, промежуточной между массами электрона и нуклона, чтобы объяснить происхождение *ядерных сил* между нуклонами, которые удерживают ядро от развала. Обмен нуклонов *π-мезонами* и приводит к гораздо более сильному притяжению между нуклонами, чем электрическое отталкивание между протонами.

В настоящее время интерес к наличию электрического заряда у нейтрона связан с такими фундаментальными проблемами физики, как, например, существование замкнутых *суперструн* — протяженных бесструктурных 10- или 26-мерных объектов. Из них может быть построен окружающий мир, в котором известные нам "элементарные" частицы в принципе перестают быть элементарными и точечными.

В 1989 г. была достигнута следующая точность прямого измерения заряда нейтрона:

$$e_n = (-0,4 \pm 1,1) \times 10^{-21}e,$$

которая до сих пор еще не превзойдена.

1.1.5 Распад и время жизни нейтрона

В 1934 г. Чэдвик и Гольдхабер открыли *фоторасщепление дейтона* (ядра атома дейтерия, состоящего из протона и нейтрона) и существенно уточнили величину массы нейтрона. Она оказалась больше суммы масс протона и электрона, что окончательно разрушило представление о нейтроне как о связанном состоянии. Кроме того, на основе этого превышения было высказано предположение о радиоактивности нейтрона, которая была открыта лишь спустя 13 лет.

Сейчас хорошо известно, что нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино, причем распад этот обусловлен *слабым взаимодействием* нейтрона. Поэтому изучение, например, угловых корреляций при β -распаде нейтрона позволяет получать информацию о величине и структуре слабых взаимодействий, о нарушении этими взаимодействиями пространственной и временной четности, о вкладе в них *правых токов*, т.е. о существовании *правых W-бозонов*, и.т.д. Важной величиной является отношение $\lambda = G_A/G_V$, *аксиально-векторной* константы слабого взаимодействия G_A к *векторной* константе G_V , определяющей (наряду с самой величиной констант) свойства слабого взаимодействия нейтрона. Усредненное (по результатам нескольких корреляционных экспериментов) среднемировое значение λ на 2003 г. следующее:

$$\lambda = -1,2695 \pm 0,0029.$$

Представляет интерес также и точное измерение времени жизни нейтрона, поскольку при известной λ оно позволяет определить величину константы слабого взаимодействия для легких кварков, из которых состоит нейтрон. До сих пор существует небольшое различие в величинах этой константы, полученных из бета-распада нейтрона и из распадов частиц, содержащих более тяжелые кварки, поэтому эксперименты по уточнению времени жизни нейтрона (в 2004 г. появились новые результаты, противоречащие старым) и по измерению корреляционных констант с более высокой точностью являются в настоящее время наиболее важными для подтверждения (или опровержения) так называемой Стандартной модели электрослабых взаимодействий.

1.1.6 Магнитный момент нейтрона

Следующий сюрприз, который был преподнесен нейтроном, — это его магнитный момент. В начале 30-х годов трудно было ожидать, что нейтральная частица может обладать магнитным моментом (или вообще какими-либо электрическими свойствами, тем более если она элементарна, т.е. бесструктурна). Однако гипотеза о наличии у нейтрона магнитного момента возникла в 1934 году, когда развитая О. Штерном с сотрудниками техника измерения магнитных моментов молекул за счет отклонения молекулярного пучка в неоднородном магнитном поле (опыты Штерна–Герлаха) позволила измерить магнитные моменты протона и дейтона. Оказалось, что они существенно различны. И вот в работе Эстермана и Штерна (1934 г.) была высказана мысль, что магнитный момент дейтона должен быть равен сумме магнитных моментов составляющих его протона и нейтрона и дана оценка на величину магнитного момента нейтрона μ_n в 1,5–2 ядерных магнетона μ_N (прямое доказательство существования магнитного момента нейтрона путем его непосредственного измерения было получено лишь в 1940 г. в опытах Альвареца и Блоха, которые получили величину $\mu_n = (-1,935 \pm 0,030)\mu_N$). Что такое ядерный магнетон? Из уравнения Дирака (написанного им в 1928 г.) следует, что любая "элементарная" частица с зарядом e , спином $1/2$ и массой m обладает магнитным

моментом

$$\mu = \frac{e\hbar}{2mc} = \frac{e\lambda_e}{2}.$$

Этот *дираковский* магнитный момент для электрона совпадает с магнетоном Бора μ_B , а для протона называется ядерным магнетоном

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = \frac{e\lambda_p}{2}.$$

Заметим, что опять возникла знакомая нам комптоновская длина волны частицы. Таким образом, в теории Дирака, если измерять магнитные моменты в ядерных магнетонах, то магнитный момент протона $\mu_p = 1$, а нейтрона $\mu_n = 0$. Однако из эксперимента следует, что

$$\mu_n = -1,9 \mu_N,$$

$$\mu_p = 2,8 \mu_N.$$

Отличие магнитного момента от дираковского называется аномальным магнитным моментом. То есть магнитный момент нейтрона целиком аномален. Кроме того, нетрудно заметить, что аномальные магнитные моменты протона и нейтрона приблизительно равны, но противоположны по знаку:

$$\mu'_n = -1,9; \mu'_p = +1,8.$$

Это говорит о достаточно сложной структуре нуклонов (в этом смысле они не элементарны). С точки зрения мезонной теории ядерных сил, нуклоны непрерывно испускают и поглощают π -мезоны (рис. 1.5), т.е. они окружены мезонным облаком, а поскольку протон и нейтрон испускают π -мезоны разных знаков, то, в принципе, можно понять разный знак и приблизительное равенство аномальных моментов по величине.

Размер этого облака (а следовательно, и нуклона) можно оценить из простых соображений, пользуясь соотношением неопределенностей. Действительно, самопроизвольное рождение π -мезона нарушает закон сохранения энергии по крайней мере на величину его энергии покоя $m_\pi c^2$. Из соотношения неопределенностей следует, что такое нарушение может произойти лишь на время $\Delta t \leq \hbar/m_\pi c^2$, а за это время



Рис. 1.5. На этих графиках изображены возможные процессы излучения и поглощения виртуального пиона нуклоном

π -мезон может улететь от нуклона на расстояние не большее $c\Delta t$, где c — скорость света. Таким образом, размер r_N нуклона, определяемый размером мезонного облака, есть:

$$r_N \approx c \cdot \Delta t = \frac{\hbar}{m_\pi c} = \lambda_{c\pi}.$$

Заметим, что этот результат получен как следствие теории относительности (связь массы и энергии) и квантовой механики (соотношение неопределенностей). Он имеет гораздо более общий и глубокий смысл, а именно: в релятивистской квантовой теории число частиц в принципе не сохраняется, одни частицы могут исчезать, а другие появляться. Поэтому такая теория должна естественным образом описывать рождение и уничтожение частиц, в частности, процессы распада элементарных частиц.

В настоящее время можно утверждать, что и протоны, и нейтроны (в том числе и π -мезоны) состоят из точечных (с размерами $< 10^{-16}$ см) частиц. Их структура, если она и есть, в настоящее время недоступна экспериментальному наблюдению. Эти частицы можно отождествить с двумя типами кварков, u и d (up и $down$), с дробными зарядами $e_u = 2/3e$, $e_d = -1/3e$ и спинами $1/2$. В силу бесструктурности будем считать, что они обладают нормальными магнитными моментами, в том смысле, что их магнитные моменты пропорциональны зарядам.

Кварковый состав нуклонов можно изобразить следующим образом:

$$\text{нейтрон } (e_n = 0) \quad \text{протон } (e_p = 1)$$

$$\begin{array}{cc} \mathbf{u} & \mathbf{u} \ \mathbf{u} \\ \mathbf{d} \ \mathbf{d} & \mathbf{d} \end{array}$$

А теперь попытаемся вычислить отношение магнитных моментов нейтрона и протона. Предположим, что спины двух одинаковых кварков в каждом из нуклонов объединены в суммарный спин 1, который, складываясь со спином третьего кварка, дает спин нуклона, равный $1/2$. Используя эти сведения и зная элементарные правила сложения угловых моментов в квантовой механике, можно вычислить отношение магнитных моментов нейтрона и протона.

Обозначим $\chi_{1\lambda}^{dd}$ и $\chi_{1\lambda}^{uu}$ — волновые функции двухкварковых систем с угловым моментом 1 и проекцией на ось квантования λ ($\lambda = -1, 0, 1$). Соответственно, волновые функции одиночных кварков со спином $1/2$ и проекцией μ ($\mu = -1/2, 1/2$) запишем в виде $\varphi_{\frac{1}{2}\mu}^d$ и $\varphi_{\frac{1}{2}\mu}^u$.

Тогда, например, для волновой функции нейтрона получим

$$\begin{aligned} n_{\frac{1}{2}} &= C_{11, \frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} \chi_{11}^{dd} \varphi_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^u + C_{10, \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} \chi_{10}^{dd} \varphi_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^u = \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} \underbrace{\chi_{11}^{dd} \varphi_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}}^u}_{(1)} - \sqrt{\frac{1}{3}} \underbrace{\chi_{10}^{dd} \varphi_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^u}_{(2)}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Здесь мы подставили явные выражения для коэффициентов Клебша—Гордана $C_{j_1 m_1, j_2 m_2}^{j m}$. Выражение (1.18) означает, что нейтрон с вероятностью $2/3$ находится в состоянии (1), в котором спины d -кварков параллельны (суммарная проекция равна 1), так что их магнитные моменты складываются, а спин u -кварка (и, соответственно, его магнитный момент) направлен в противоположную сторону (проекция равна $-1/2$). Аналогично в состоянии (2) магнитный момент нейтрона определяется u -кварком, спины d -кварков направлены навстречу друг другу (суммарная проекция 0), и их магнитные моменты компенсируются. Вероятность этого состояния равна $1/3$. В результате, для магнитного момента нейтрона можно написать:

$$\mu_n = \frac{2}{3}(2\mu_d - \mu_u) + \frac{1}{3}\mu_u = \frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u. \quad (1.19)$$

Предполагая далее, что магнитные моменты кварков пропорциональны их зарядам, т.е.

$$\mu_d = -\frac{1}{3}\mu; \quad \mu_u = \frac{2}{3}\mu,$$

получим

$$\mu_n = -\frac{2}{3}\mu. \quad (1.20)$$

Выражение для магнитного момента протона можно получить из (1.19) простой заменой $u \leftrightarrow d$, т.е.

$$\mu_p = \frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d = \mu. \quad (1.21)$$

Сравнивая (1.20) и (1.21), получим

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3} = -0,67.$$

Используя экспериментально измеренные величины магнитных моментов нейтрона и протона для того же отношения, будем иметь

$$\left(\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)_{exp} = -\frac{1,913}{2,793} = -0,68.$$

Таким образом, простая гипотеза о кварковом составе нуклонов и простые рассуждения привели к результату, прекрасно согласующемуся с экспериментальными данными. Из этого примера также видно, как электромагнитные свойства нейтрона могут быть связаны с гораздо более глубоким строением элементарных частиц.⁴

1.1.7 Электрический дипольный момент нейтрона

Поиск электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона является одной из самых важных задач современной физики. Проблема существования ЭДМ нейтрона тесно связана с фундаментальными проблемами нарушения симметрии нашего Мира относительно операции обращения времени (Т), а также СР-симметрии (инвариантности относительно зеркального отражения с одновременной заменой частиц на античастицы). Природа нарушения СР-инвариантности, обнаруженной в 1964 г. в распадах нейтральных К-мезонов, остается загадкой

⁴Наши рассуждения можно продолжить. Например, мы подтвердили наше предположение, что спины одинаковых кварков в нуклоне параллельны, но оно противоречит принципу Паули. Чтобы устранить противоречие, нужно, например, ввести новое квантовое число. В современной теории это — так называемый цвет кварка.

в течение уже 40 лет. И до недавнего времени это был единственный известный случай CP-нарушения (и также нарушения симметрии относительно обращения времени (T)).

Летом 2004 г. две большие международные коллаборации, Belle и BaBar, работающие в Японии и США, сообщили о наблюдении CP-нарушения в распадах нейтральных B-мезонов, содержащих тяжелые кварки. Косвенным свидетельством CP-нарушения является также барионная асимметрия Вселенной.

Различные теории нарушения CP приводят к очень широкому спектру предсказываемых значений для ЭДМ нейтрона. Поэтому получение новых экспериментальных ограничений на эту величину приводит к исключению ряда теорий и позволяет получать новую информацию о механизме CP-нарушения и, тем самым, о свойствах взаимодействий элементарных частиц.

В настоящее время наиболее точным методом измерения ЭДМ является метод УХН — магниторезонансный метод с использованием ультрахолодных нейтронов (это такие нейтроны, которые можно накапливать и хранить в полости), развиваемый группой ученых Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ, Гатчина, Россия) и в Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция) широкой международной коллаборацией, лидерами которой являются ученые из Резерфордской лаборатории и университета Сассекса (Великобритания).

Результаты, полученные в этих группах к 1989 г., следующие:

$$D = (0 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} \text{ е}\cdot\text{см (ПИЯФ);}$$

$$D = (-0,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-25} \text{ е}\cdot\text{см (ИЛЛ)}.$$

Верхний предел на величину электрического дипольного момента нейтрона (на уровне достоверности 90%), полученный в результате эксперимента, длившегося в течение трех десятилетий в ПИЯФ (1989 г.), таков:

$$D < 9,7 \cdot 10^{-26} \text{ е}\cdot\text{см (CL=90%)}$$

Последующие измерения в ИЛЛ в течение еще 10 лет (1999 г.) дали сравнительно небольшое улучшение результата:

$$D < 6,3 \cdot 10^{-26} \text{ е}\cdot\text{см (CL=90%)}$$

Это одна из самых высоких точностей, достигнутых в мире к настоящему времени.

Наличие ЭДМ означает, что центры распределений отрицательного и положительного зарядов в нейтроне не совпадают. Если нейтрон представить в виде шара размером порядка комптоновской длины волны π -мезона (размер пионного облака), т.е. $R \approx 10^{-13}$ см, то вышеприведенные ограничения на ЭДМ будут соответствовать тому, что центры заряженных сфер такого радиуса (с зарядами $\pm e$) сдвинуты на величину d , меньшую чем 10^{-25} см, что составляет $d/R \approx 6,3 \cdot 10^{-13}$ (см. рис. 1.6). Заметим, что такая доля от радиуса Земли есть ≈ 4 мкм.

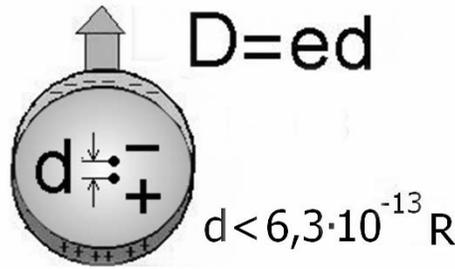


Рис. 1.6. Смещение центров зарядовых распределений разного знака, соответствующее электрическому дипольному моменту

1.1.8 Поляризуемость нейтрона

Если к нейтрону приложить электрическое поле \mathbf{E} , то он слегка деформируется, поскольку к положительному и отрицательному составляющим его зарядам будут приложены противоположные силы. Возникнет *наведенный* электрический дипольный момент \mathbf{d}_α , причем его величина будет пропорциональна величине приложенного поля:

$$\mathbf{d}_\alpha = \alpha_n \cdot \mathbf{E}.$$

Здесь α_n — так называемая электрическая поляризуемость нейтрона. Она характеризует "жесткость" нейтрона, т.е. его внутреннюю структуру. Ее удалось измерить только в 1991 году (группа Шмидмайера в Австрии). Оказалось

$$\alpha_n = (1,20 \pm 0,20) \cdot 10^{-3} \text{ Фм}^3,$$

здесь использована единица длины: *ферми* ($1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см}$), которая имеет порядок размера нуклона. Такая поляризуемость соответствует возникновению наведенного ЭДМ $d_\alpha \approx 10^{-27} \text{ е}\cdot\text{см}$, если к нейтрону приложить поле $\approx 10^8 \text{ В/см}$, которое соответствует по порядку величины межатомным полям в веществе и приблизительно в 10^3 раз превосходит поля, достижимые в лаборатории. Конечно, даже такая величина поля совершенно недостаточна, чтобы привести к какому-либо наблюдаемому эффекту. Гораздо более сильные электрические поля имеются вблизи поверхности атомного ядра, например, вблизи ядер свинца они могут достигать величин $\approx 10^{21} \text{ В/см}$. Именно эти поля и удалось использовать для измерения электрической поляризуемости нейтрона при рассеянии нейтронов на атомах свинца.

1.2 О природе ядерных сил

Как и чем удерживаются нуклоны в ядре, несмотря на сильное кулоновское расталкивание протонов? Ясно, что должно быть взаимодействие более сильное, чем кулоновское, и, кроме того, гораздо более короткодействующее. Юкава в 1934 году предположил, что таким может быть взаимодействие, обусловленное обменом некоторой массивной частицей, и получил вид потенциала взаимодействия. Эта гипотеза блестяще подтвердилась: через некоторое время, в 1947 г., такие частицы (*π -мезоны*) были обнаружены (следует отметить, что сначала в качестве кандидата в "переносчики" ядерного взаимодействия рассматривался открытый в 1937 г. в космических лучах мюон).

А теперь поясним, что понимается под "обменом", как за его счет можно получить взаимодействие и какой вид оно будет иметь. Качественно это можно понять из следующих простых рассуждений на основе решения задачи о двухуровневой системе. А поскольку с двухуровневыми системами мы еще встретимся при описании самых различных процессов, от дифракции нейтронов в монокристаллах до нейтрон-антинейтронных осцилляций, то остановимся на этом решении более подробно.

Рассмотрим, например, молекулярный ион водорода, т.е. два прото-

на и электрон, который их связывает. Задачу можно сформулировать следующим образом. Когда протоны далеко друг от друга, имеются два состояния: $|1\rangle$ — электрон связан с первым протоном и $|2\rangle$ — электрон связан со вторым протоном (см. рис. 1.7).

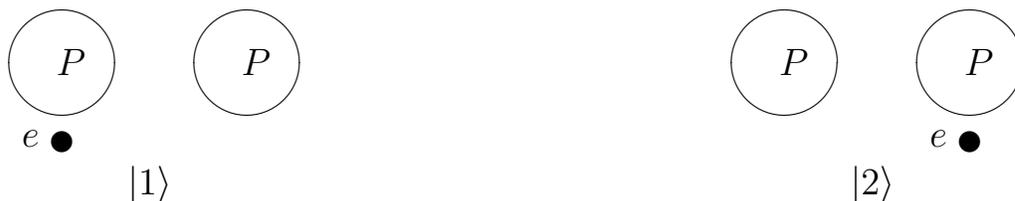


Рис. 1.7.

Энергии этих состояний обозначим E_1 и E_2 (в нашем случае эти энергии одинаковы), так что можно написать:

$$H_0|1\rangle = E_1|1\rangle,$$

$$H_0|2\rangle = E_2|2\rangle.$$

Здесь H_0 — гамильтониан системы при большом расстоянии между протонами. Что произойдет, если мы будем сближать протоны? Появляется вероятность того, что за счет туннельного эффекта электрон от одного протона перейдет к другому, т.е. возникает некая добавка V к гамильтониану H_0 , которая приводит к переходам из первого состояния во второе и наоборот $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. В результате нужно решать уравнение Шредингера с учетом этой добавки:

$$(H_0 + V)\Psi = E\Psi.$$

Будем искать решение в виде

$$\Psi = a_1|1\rangle + a_2|2\rangle.$$

Тогда для коэффициентов (a_1, a_2) получим уравнение Шредингера в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} E_1 & V_{12} \\ V_{21} & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix},$$

где $\langle m|H_0|m\rangle = E_m$, $m = 1, 2$; $\langle 1|H_0|2\rangle = 0$, $\langle 1|V|2\rangle = V_{12}$. Здесь мы приняли, что взаимодействие V приводит только к перемешиванию состояний 1 и 2, но не изменяет их энергию, т.е. $\langle m|V|m\rangle = 0$.

Условие разрешимости этой однородной системы уравнений (секулярное уравнение),

$$(E_1 - E)(E_2 - E) - |V_{12}|^2 = 0, \quad (1.22)$$

определяет новые энергии нашей двухуровневой системы с учетом добавочного взаимодействия, обусловленного туннельными переходами. Решая его, получим

$$E^{(1,2)} = \frac{E_1 + E_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_1 - E_2)^2 + 4|V_{12}|^2}. \quad (1.23)$$

Если, как в нашем случае, состояния вырождены, т.е. $E_1 = E_2 = \epsilon$, то

$$E^{(1,2)} = \epsilon \pm |V_{12}|,$$

причем в этом случае из уравнений следует, что

$$\frac{a_1}{a_2} = \pm \frac{V_{12}}{|V_{12}|} = \pm 1 \quad (\text{или } \mp 1, \text{ в зависимости от знака } V_{12}).$$

Это означает, что для вырожденных состояний достаточно сколь угодно малого возмущения, чтобы их полностью перемешать: возникают симметричная и антисимметричная комбинации этих состояний с разными энергиями ("отталкивание" уровней при пересечении). Эта разница возрастает с уменьшением расстояния, поскольку при этом растет вероятность туннелирования электрона. Таким образом, например, если энергия симметричного состояния уменьшается, то можно сказать, что возникает добавочное притяжение между протонами, которое и уменьшает энергию системы при сближении (в квантовой химии такое состояние имеет название: *связующая орбиталь*). Физический смысл возникновения притяжения также понятен: для симметричного состояния электрон концентрируется в основном между протонами, чем и уменьшает их отталкивание. Аналогично антисимметричное состояние (*разрыхляющая орбиталь*), для которого электрон концентрируется за протонами, имеет более высокую энергию, что эквивалентно добавочному отталкиванию протонов.

Это добавочное отталкивание или притяжение определяются величиной $|V_{12}|$, которую просто оценить из следующих соображений. Эта величина пропорциональна амплитуде вероятности найти электрон у второго протона на расстоянии R от первого при условии, что он связан с первым протоном. А это есть не что иное, как просто значение волновой функции электрона, связанного в некоторой яме, в области за ямой на расстоянии R , во второй яме⁵, т.е.

$$V_{12} \propto \frac{e^{ikR}}{R},$$

где

$$k = \frac{\sqrt{-2m\varepsilon}}{\hbar} = i\kappa \quad (\text{электрон под барьером}),$$

ε — энергия связи электрона. Таким образом,

$$E^{(1,2)} = \varepsilon \pm g_e \frac{e^{-\kappa R}}{R}.$$

Следовательно, из-за обмена электроном возникает дополнительное взаимодействие, аналогичное потенциалу Юкавы, который получается, если представить, что два нуклона обмениваются π -мезоном, которого реально не существует. Что бы это могло значить? На нашем языке это означает, что высота барьера (а точнее, энергия связи) равна всей массе π -мезона. Другими словами, можно сказать, что вблизи одного из нуклонов появляется π -мезон с нулевой полной энергией E_π (с энергетической точки зрения ничего не появляется) и поглощается вторым нуклоном. Из равенства нулю энергии,

$$E_\pi^2 = p^2 c^2 + m_\pi^2 c^4 = 0,$$

следует (как и в случае подбарьерного электрона) мнимость импульса:

$$p^2 = -m_\pi^2 c^2,$$

$$k = i \frac{m_\pi c}{\hbar} = \frac{i}{\lambda_{c\pi}}.$$

⁵Точнее, это есть интеграл перекрытия волновых функций электрона $\psi(r) \propto \frac{\exp(-r/a_B)}{r}$ (здесь $a_B = \hbar/\sqrt{2mE_a}$ — боровский радиус, E_a — энергия связи электрона в атоме водорода) и $\psi(|\mathbf{r} - \mathbf{R}|)$, описывающих связанные состояния у первого и второго протонов. Но при $R \gg a_B$ этот интеграл пропорционален самой функции $\psi(R)$.

Таким образом, амплитуда вероятности найти π -мезон у второго нуклона и, соответственно, взаимодействие между нуклонами, обусловленное обменом такого рода *виртуальным* π -мезоном, будет иметь вид

$$V = g_\pi \frac{e^{-\frac{m_\pi c}{\hbar} R}}{R} = g_\pi \frac{e^{-\frac{R}{\lambda_{c\pi}}}}{R}. \quad (1.24)$$

Это и есть *потенциал Юкавы*. Из (1.24) следует, что радиус действия ядерных сил определяется комптоновской длиной волны π -мезона и имеет порядок 10^{-13} см, эта величина является единицей измерения длины в ядерной физике и носит название *ферми* ($\Phi\text{м}$). Если массу частицы — "переносчика" взаимодействия положить равной нулю, получим закон Кулона. Кулоновское взаимодействие и возникает в результате обмена заряженных частиц безмассовыми фотонами. Заметим, что константа g_π с размерностью заряда в формуле (1.24) характеризует амплитуду рождения π -мезона нуклоном, т.е., в некотором смысле, плотность мезонного облака вокруг нуклона (и, соответственно, силу взаимодействия между нуклонами) так же, как заряд частицы характеризует амплитуду излучения виртуальных фотонов этой частицей (величину электрического поля). При некоторых условиях виртуальные частицы (при выполнении законов сохранения энергии и импульса) могут превращаться в реальные, и тогда эти константы будут характеризовать уже амплитуды реальных процессов с участием реальных π -мезонов или фотонов. Обезразмеренная константа $g_\pi^2/\hbar c$, характеризующая взаимодействие (1.24), имеет величину порядка единицы, поэтому оно называется *сильным взаимодействием* (для электромагнитного взаимодействия ту же роль играет постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$, которая равна $\alpha \approx 1/137$). С большой величиной константы g_π связаны трудности в количественном описании сильного взаимодействия в рамках мезонной теории, в частности, оказывается неприменимой теория возмущений, которая привела к замечательным результатам в квантовой электродинамике.

В настоящее время большие успехи достигнуты в совершенно ином подходе к проблеме сильных взаимодействий: в *кварковой модели* и *квантовой хромодинамике* — теории взаимодействия *цветных кварков* с полем *глюонов*. В данной теории, в отличие от электродинамики,

вместо двух типов электрических зарядов: положительного и отрицательного, имеются три новых типа заряда — так называемые *цвета* кварков, а роль переносчика взаимодействия, вместо нейтрального фотона, играют несколько типов глюонов, которые могут изменять цвет кварка. Число типов связано со всеми возможностями изменения цвета кварка при излучении глюона.

Пример. Излучение Вавилова—Черенкова

В качестве примера применения законов сохранения энергии-импульса рассмотрим следующую задачу. Зададимся вопросом, почему не излучают свободные заряженные частицы, т.е. почему не происходит процесс, изображенный на рис. 1.8.

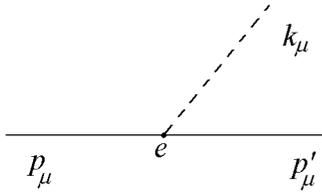


Рис. 1.8. Излучение фотона заряженной частицей

Напишем опять законы сохранения:

$$p_\mu = p'_\mu + k_\mu. \quad (1.25)$$

Перенося k_μ в левую часть уравнения и возводя обе части в квадрат, получим

$$p_\mu^2 + k_\mu^2 - 2p_\mu k_\mu = p'^2_\mu.$$

Учитывая законы дисперсии $p_\mu^2 = p'^2_\mu = m^2 c^2$ и $k_\mu^2 = 0$, будем иметь

$$p_\mu k_\mu = 0 \quad (1.26)$$

или

$$\frac{E\omega}{c^2} = |\mathbf{k}||\mathbf{p}| \cos \theta, \quad (1.27)$$

где θ — угол между направлением движения частицы и излученного фотона. Вспоминая, что $|\mathbf{k}| = \omega/c$ и $|\mathbf{p}| = Ev/c^2$, где E, v — энергия и скорость частицы, соответственно, окончательно получим

$$\cos \theta = \frac{c}{v}, \quad (1.28)$$

т.е., чтобы излучать фотоны, заряженная частица должна двигаться со скоростью большей скорости света. Такое может быть в преломляющей среде, где скорость

света равна c/n , где n — коэффициент преломления среды. В этом случае формулу (1.28) можно записать в виде

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}. \quad (1.29)$$

Это и есть известное условие излучения Вавилова—Черенкова частицы, движущейся в среде со "сверхсветовой" скоростью, за открытие которого в 1934 г. и создание в 1937 г. теории была присуждена Нобелевская премия по физике (1958 г.) П.А. Черенкову, И.Е. Тамму и И.М. Франку.

Литература для дальнейшего изучения

1. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. – М.: Энергоиздат, 1982.
2. Гуревич И.И., Протасов В.П. Нейтронная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1997.
3. Фейнман Р., Лэйтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 8, 9: Квантовая механика. – М.: Мир, 1978.
4. Власов Н.А. Нейтроны. – М.: ГИТТЛ, 1955.
5. Proceedings of the International Workshop on Fundamental Physics with Slow Neutrons. Grenoble, France, March 8–11, 1989. Nucl. Instr. and Meth., **A284** (1989) 1–232.
6. NOBEL LECTURES including presentation speeches and laureates' biographies. Physics. 1901–1921. – Amsterdam – London – New York: Elsevier Publishing Co., 1967.
7. NOBEL LECTURES including presentation speeches and laureates' biographies. Physics. 1922–1941. – Amsterdam – London – New York: Elsevier Publishing Co., 1965.
8. NOBEL LECTURES including presentation speeches and laureates' biographies. Physics. 1942–1962. – Amsterdam – London – New York: Elsevier Publishing Co., 1964.

Глава 2

Взаимодействие нейтронов с ядрами

2.1 Рассеяние нейтрона изолированным ядром

Мы выяснили, что радиус действия ядерных сил определяется комптоновской длиной волны π -мезона $\lambda_{\pi c} = \hbar/m_{\pi}c \approx 1,4 \text{ ФМ} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. А поскольку длины волн тепловых нейтронов $\lambda \sim 10^{-9} \text{ см}$ и $\lambda \gg \lambda_{\pi c}$, то при рассеянии на ядрах таких нейтронов последние не будут "чувствовать" форму потенциала, то есть в этом случае вид потенциала будет не существенен и рассеяние практически не будет отличаться от рассеяния на точечном объекте. Это обстоятельство, как мы увидим далее, значительно облегчает решение задачи о рассеянии.

Итак, рассмотрим рассеяние нейтрона на изолированном ядре. Это задача двух тел. Она сводится к задаче о рассеянии частицы с приведенной массой m на неподвижном силовом центре.

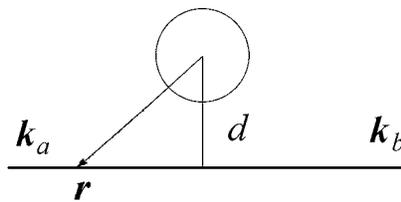


Рис. 2.1. Рассеяние нейтрона на ядре

Пусть на ядро падает нейтрон с энергией E и импульсом $\hbar \mathbf{k}_a$. Вне области действия сил его состояние можно описать плоской волной:

$$\varphi_a = e^{i\mathbf{k}_a \mathbf{r}}, \quad k_a^2 = k^2, \quad (2.1)$$

где $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$.

Функция (2.1) нормирована на 1 частицу в единицу объема, или, что то же самое, так, чтобы плотность потока частиц равнялась скорости

$$\mathbf{j}_a = \frac{\hbar}{2mi}(\varphi_a^* \nabla \varphi_a - \varphi_a \nabla \varphi_a^*) = \frac{\hbar \mathbf{k}_a}{m}. \quad (2.2)$$

Это выражение имеет простой физический смысл числа частиц, которые пересекут единичную площадку за единицу времени (это все частицы, находящиеся на расстоянии $< v$ от площадки), то есть $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}_a$, где ρ — плотность частиц. При $\rho = 1$ будем иметь $\mathbf{j} = \mathbf{v}_a$.

Итак, величина \mathbf{j}_a описывает плотность потока падающих на ядро частиц. В результате взаимодействия происходит их рассеяние. Чтобы решить задачу о рассеянии, нужно решить уравнение Шредингера, которое удобно записать в следующем виде:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\mathbf{r}) = \frac{2mV(\mathbf{r})}{\hbar^2}\psi(\mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Теперь попытаемся найти такие решения уравнения (2.3), которые бы представляли суперпозицию плоской волны (2.1) и рассеянных волн, уходящих от области действия сил. Такие решения можно получить при помощи свободной функции Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, которая описывает распространение частиц от точечного источника, расположенного в точке \mathbf{r}' . Она удовлетворяет уравнению

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2.4)$$

При помощи функции Грина общее решение уравнения (2.3) можно представить как суперпозицию падающей волны и суммы волн, исходящих от точечных источников, распределенных в соответствии с правой частью (2.3), а именно:

$$\psi_a(\mathbf{r}) = \varphi_a + \frac{2m}{\hbar^2} \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')V(\mathbf{r}')\psi_a(\mathbf{r}')d^3r. \quad (2.5)$$

Это выражение представляет собой аналог известного в оптике принципа Гюйгенса. Каждая точка \mathbf{r}' рассеивателя, куда попадает волна, становится источником новой сферической волны с амплитудой, определяемой величиной потенциала в этой точке.

Функция Грина, соответствующая уходящим (рассеянным) волнам, имеет вид

$$G_+(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2.6)$$

то есть представляет собой сферическую волну, расходящуюся от источника. Поместив источник в начало координат, для соответствующей этой функции радиальной компоненты плотности тока j_r получим

$$j_r = \frac{\hbar}{2mi} \left(G_+^*(r) \frac{\partial G_+(r)}{\partial r} - G_+(r) \frac{\partial G_+^*(r)}{\partial r} \right) = \frac{\hbar k}{m} \frac{1}{(4\pi r)^2}. \quad (2.7)$$

Из последнего выражения следует, что число нейтронов, проходящих в единицу времени через сферу площадью $4\pi r^2$, окружающую источник, есть $v/4\pi$. Это означает, что мощность источника в виде δ -функции в (2.4) соответствует рождению $v/4\pi$ нейтронов в единицу времени.

Таким образом, для волновой функции (2.5) будем иметь

$$\psi_a(\mathbf{r}) = \varphi_a(\mathbf{r}) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} V(\mathbf{r}') \psi_a(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (2.8)$$

На больших расстояниях при $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$

$$\begin{aligned} k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| &= k\sqrt{r^2 - 2\mathbf{r}\mathbf{r}' + r'^2} = kr\sqrt{1 - \frac{2\mathbf{r}\mathbf{r}'}{r^2}} = \\ &= kr\left(1 - \frac{\mathbf{r}\mathbf{r}'}{r^2}\right) = kr - \mathbf{k}_b\mathbf{r}', \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{k}_b = k\frac{\mathbf{r}}{r}.$$

В итоге, волновую функцию на больших, по сравнению с размерами ядра, расстояниях можно представить в виде суммы падающей и сферической, расходящейся от центра волны, которая возникает в результате рассеяния:

$$\psi_a(\mathbf{r}) = \varphi_a(\mathbf{r}) + A_{ba} \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.9)$$

где

$$A_{ba} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}_b\mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \psi_a(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (2.10)$$

Величина A_{ba} называется амплитудой рассеяния. При $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$ она определяет амплитуду рассеянной сферической волны

$$\psi_{scat} = A_{ba} \frac{e^{ikr}}{r}.$$

Рассеяние принято характеризовать дифференциальным сечением $d\sigma(\theta, \varphi)$, которое определяют как отношение числа рассеянных dN в единицу времени в элемент телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ частиц к плотности потока падающих частиц:

$$d\sigma = \frac{dN}{j_a}. \quad (2.11)$$

Оно имеет смысл площадки, расположенной перпендикулярно пучку, которая рассеивает с единичной вероятностью (в классической механике это — площадь поперечного сечения рассеивателя). Через элемент площадки $r^2 d\Omega$ в одну секунду проходит

$$dN = j_r r^2 d\Omega$$

рассеянных частиц, где j_r — радиальная плотность потока,

$$j_r = \frac{\hbar}{2mi} \left(\psi_{scat}^* \frac{\partial \psi_{scat}}{\partial r} - \psi_{scat} \frac{\partial \psi_{scat}^*}{\partial r} \right) = \frac{\hbar k}{mr^2} |A_{ba}(\theta, \varphi)|^2.$$

В результате, для дифференциального сечения рассеяния будем иметь

$$d\sigma = \frac{j_r r^2 d\Omega}{|j_a|} = \frac{k}{k_a} |A_{ba}|^2 d\Omega, \quad (2.12)$$

при упругом рассеянии $k_a = k$.

Решая интегральное уравнение для ψ_a методом последовательных приближений, получим

$$\psi_a(\mathbf{r}) = \varphi_a(\mathbf{r}) - \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} V(\mathbf{r}) \varphi_a(\mathbf{r}') d^3 r' + \dots$$

Соответственно, для амплитуды рассеяния

$$\begin{aligned} A_{ba} &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_b | V | \varphi_a \rangle + \\ &+ \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \int \varphi_b^*(\mathbf{r}) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} V(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}') \varphi_a(\mathbf{r}') d^3 r d^3 r' + \dots \end{aligned}$$

Этому ряду теории возмущений для амплитуды рассеяния можно сопоставить ряд графиков (диаграмм), которые имеют довольно наглядный смысл. Это — амплитуды рассеяния, получающиеся в результате однократного, двукратного и т.д. взаимодействия частицы с силовым центром (рис. 2.2):

$$\begin{array}{c} \text{a} \quad \text{b} \\ \hline \end{array} = \begin{array}{c} V(\mathbf{r}) \\ | \\ \varphi_b \quad \varphi_a \\ | \\ \mathbf{r} \end{array} + \begin{array}{c} V(\mathbf{r}) \quad V(\mathbf{r}') \\ | \quad | \\ \varphi_b \quad G(\mathbf{r}\mathbf{r}') \quad \varphi_a \\ | \quad | \\ \mathbf{r} \quad \mathbf{r}' \end{array} + \begin{array}{c} V(\mathbf{r}) \quad V(\mathbf{r}') \quad V(\mathbf{r}'') \\ | \quad | \quad | \\ \varphi_b \quad G(\mathbf{r}\mathbf{r}') \quad G(\mathbf{r}'\mathbf{r}'') \quad \varphi_a \\ | \quad | \quad | \\ \mathbf{r} \quad \mathbf{r}' \quad \mathbf{r}'' \end{array} + \dots$$

Рис. 2.2

В первом борновском приближении (или просто в борновском) получим следующее выражение для амплитуды рассеяния:

$$\begin{aligned} A_{ba} &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle \varphi_b | V | \varphi_a \rangle = \\ &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i(\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a)\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r. \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{q} = \mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a$ — переданный импульс от рассеивателя частице. Так что

$$A_{ba} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} V(\mathbf{q}),$$

и, соответственно, сечение

$$d\sigma = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^2} |V(\mathbf{q})|^2 d\Omega.$$

Рассеяние частиц при столкновении также можно рассматривать как квантовый переход между состояниями непрерывного спектра из состояния $\exp(i\mathbf{k}_a\mathbf{r})$ в состояние $\exp(i\mathbf{k}_b\mathbf{r})$ под действием возмущения $V(\mathbf{r})$. Скорость перехода (вероятность в единицу времени) дается "золотым" правилом Ферми:

$$dP_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \varphi_b | V | \varphi_a \rangle|^2 \delta(E_a - E_b) \frac{d^3k_b}{(2\pi)^3}, \quad (2.13)$$

$$d^3k_b = k_b^2 dk_b d\Omega.$$

Используя

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad dE = \frac{\hbar^2 k dk}{m}; \quad k dk = \frac{m dE^2}{\hbar},$$

получим

$$k_b^2 dk_b = k_b m \frac{dE_b}{\hbar^2} = \frac{\sqrt{2mE_b}}{\hbar} \frac{m dE_b}{\hbar^2}.$$

Интегрируя по энергии при помощи δ -функции, для скорости перехода будем иметь

$$dP_{ba} = \frac{2\pi k_b m |V_{ba}|^2 d\Omega}{(2\pi\hbar)^3}.$$

Вспоминая определение сечения рассеяния, получим результат, совпадающий с полученным в первом борновском приближении:

$$d\sigma = \frac{dP_{ba}}{v_a} = \frac{m^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{v_b}{v_a} |V_{ba}|^2.$$

2.1.1 Метод парциальных волн в теории рассеяния

Возможность использования теории возмущений определяется достаточной малостью потенциала взаимодействия, по сравнению с энергией налетающей частицы.

В области же достаточно малых энергий (больших длин волн) налетающих частиц имеется другая возможность упростить задачу о рассеянии, используя в качестве малого параметра отношение радиуса действия ядерных сил к длине волны частицы. Проиллюстрируем эту возможность сначала в рамках теории возмущений. Матричный элемент в первом порядке теории возмущений имеет вид

$$V(\mathbf{q}) = \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r.$$

Когда длина волны $\lambda_a = 1/k_a \gg R_N$ (R_N — радиус действия сил), то $\mathbf{q}\mathbf{r} \ll 1$, и экспоненту можно разложить в ряд:

$$e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} = 1 - i\mathbf{q}\mathbf{r} + \frac{(\mathbf{q}\mathbf{r})^2}{2} - \dots$$

Удерживая только первый член ряда, будем иметь

$$V(\mathbf{q}) = \int V(\mathbf{r}) d^3r = \text{const} = V(\mathbf{q} = 0) = \bar{V}, \quad (2.14)$$

т.е. для медленных нейтронов при $\lambda_a \gg R_N$ рассеяние изотропно и определяется средней по объему величиной потенциала (его нулевой гармоникой). Это означает, что нейтрон "не чувствует" пространственную структуру ядра. Ядро конечного радиуса рассеивает точно так же, как точечное, если интеграл (2.14) одинаков.

Почему структура потенциала не чувствуется частицей, легко проиллюстрировать на примере потенциала вида ¹

$$V(\mathbf{r}) = V_1\delta(\mathbf{r}) + V_2\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \quad (2.15)$$

который описывает две рассеивающие точки на расстоянии R друг от друга. В этом случае

$$A_{ba} = -\frac{m}{2\pi\hbar^2}(V_1 + V_2e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}}), \quad (2.16)$$

и, соответственно, сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A_{ba}|^2 = \frac{m^2}{2\pi\hbar^2} [V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2 \cos \mathbf{q}\mathbf{R}]. \quad (2.17)$$

Когда $k_a R \ll 1$, то и $\mathbf{q}\mathbf{R} \ll 1$, и сечение неотлично от сечения рассеяния на потенциале $(V_1 + V_2)\delta(r)$. При $\mathbf{q}\mathbf{R} \gg 1$ малое изменение \mathbf{q} (как по величине, так и по направлению) приводит к множеству осцилляций $\cos \mathbf{q}\mathbf{R}$, поэтому в реальном эксперименте это слагаемое усредняется в нуль.

Изотропность рассеяния при $\lambda_a \gg R$ связана с тем, что, как мы увидим ниже, в этом случае рассеяние происходит только с $l=0$ (в s -состоянии). Итак, пусть нейтрон с импульсом p налетает на ядро, как указано на рис. 2.3, b — прицельный параметр.

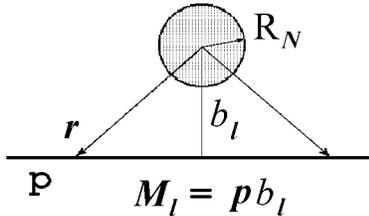


Рис. 2.3

Момент импульса налетающей частицы есть $M = pb$. С другой стороны, в квантовой механике он равен $M_l = \hbar\sqrt{l(l+1)}$, так что каждому значению орбитального квантового числа l соответствует свое

¹Любой потенциал можно представить как сумму дельта-функций: $V(\mathbf{r}) = \int V(\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')d^3r'$.

прицельное расстояние (при заданном импульсе p):

$$b_l = \frac{\hbar\sqrt{l(l+1)}}{p} = \sqrt{l(l+1)}\lambda.$$

Для частиц с $l = 0$, $b_0 = 0$. Для $l = 1$ имеем $b_1 = \sqrt{2}\lambda \gg R_N$, поэтому частицы с $l \neq 0$ минуют область взаимодействия и не рассеиваются. Таким образом, для медленных нейтронов рассеивается только s -волна, остальные компоненты волновой функции остаются без изменения. Действительно, чтобы провзаимодействовать, нейтрон должен пройти на расстоянии $\leq R_N$ от центра ядра, а поскольку это расстояние много меньше его длины волны, то мы не можем знать, с какой стороны от ядра проходит нейтрон (поскольку его положение в пространстве можно определить только с точностью до его длины волны). Нейтрон практически с одинаковой вероятностью проходит с обеих сторон ядра, а это означает, что его средний момент импульса равен нулю, то есть рассеяние происходит только в s -состоянии. Длины волн $\lambda \sim R_N$, при которых существенным становится рассеяние с $l = 1$ (в p -состоянии), соответствуют энергиям нейтронов ≈ 10 МэВ.

Если потенциал, в котором происходит рассеяние, обладает сферической симметрией, то момент количества движения является интегралом движения, т.е. состояния с разными моментами рассеиваются независимо. Поэтому падающую волну удобно представить в виде суперпозиции волн с разными моментами. Их и называют парциальными волнами. Выбрав за полярную ось направление \mathbf{k}_a , напомним

$$\varphi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_a \mathbf{r}} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta),$$

где $j_l(kr)$ — сферические функции Бесселя, которые на больших расстояниях при $kr \gg l$ имеют вид стоячих сферических волн:

$$j_l(kr) \approx \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr}.$$

Так что

$$\varphi_a \approx (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos \theta) \rho_l(r),$$

где

$$\rho_l = \sin\left(kr - \frac{\pi l}{2}\right) = \frac{i}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{i(kr - \frac{\pi l}{2})} \right\}$$

представляет собой суперпозицию сходящейся и расходящейся волн.

Наличие в плоской волне сходящейся и расходящейся волн отражает тот простой факт, что, с точки зрения классического радиального движения, свободная частица сначала приближается к центру, а потом удаляется от него. Что можно представить как отражение от потенциального барьера. Это и есть причина появления в уравнениях центробежного потенциала.

Отступление

Действительно, с классической точки зрения, если частица движется вдоль оси x (с энергией $E = m\dot{x}^2/2$ на прицельном расстоянии b от центра), то ее "радиальная" энергия $m\dot{r}^2/2$, связанная с радиальной скоростью \dot{r} , где $r = \sqrt{x^2 + b^2}$, будет равна

$$\frac{m\dot{r}^2}{2} = \frac{m\dot{x}^2 x^2}{2r^2} = \frac{m(r^2 - b^2)\dot{x}^2}{2r^2} = \frac{m\dot{x}^2}{2} - \frac{L^2}{2mr^2},$$

где $L = m\dot{x}b$ — момент импульса частицы.

Таким образом, с точки зрения радиального движения, полная энергия частицы E представляется в виде суммы кинетической энергии и центробежного потенциала:

$$E = \frac{m\dot{r}^2}{2} + \frac{L^2}{2mr^2}.$$

Именно так центробежный потенциал входит также и в радиальное уравнение Шредингера.

Решение уравнения Шредингера, определяющее рассеяние, будем искать в таком же виде:

$$\psi(\mathbf{r}) = (kr)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l R_l(r) P_l(\cos\theta), \quad (2.18)$$

тогда для $R_l(r)$ получим

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right) R_l(r) = \frac{2mV(r)}{\hbar^2} R_l(r)$$

с граничным условием

$$R_l(0) = 0,$$

чтобы волновая функция $\psi(r)$ была конечной в нуле.

Это уравнение получено из уравнения Шредингера в сферических координатах

$$\frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\hat{L}^2}{r^2} + V(r) \right] \psi = E\psi,$$

подстановкой в него (2.18), что соответствует обычной подстановке $\psi = f(r)Y_{lm}$, $f(r) = R(r)/r$.

Мы можем кое-что сказать о функции $R_l(r)$ и не решая уравнения. Например, на больших расстояниях от центра функцию $R_l(r)$ можно записать в виде

$$R_l(r) = \frac{i}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - S_l e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right\} = \sin(kr - \frac{l\pi}{2}) + \frac{i}{2} (-i)^l (1 - S_l) e^{ikr}, \quad (2.19)$$

поскольку взаимодействие с рассеивающим полем изменит только амплитуду расходящихся от центра волн. Величина S_l называется диагональным матричным элементом матрицы рассеяния. Сравнивая с асимптотическим выражением для функции $\psi(r)$, получим

$$A(\theta) = \sum_l A_l(\theta) = \frac{i}{2k} \sum_l (2l + 1)(1 - S_l) P_l(\cos \theta).$$

При упругом рассеянии величины S_l могут быть выражены через фазовые смещения (фазы рассеяния) δ_l ,

$$S_l = e^{2i\delta_l}; \quad S_l - 1 = 2ie^{i\delta_l} \sin \delta_l, \quad (2.20)$$

поскольку в отсутствие поглощения абсолютные величины амплитуд волн остаются неизменными, могут измениться только фазовые соотношения между ними. Тогда волновая функция (2.19) запишется в виде

$$\begin{aligned} R_l(r) &= \frac{i}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})} - e^{2i\delta_l} e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})} \right\} = \\ &= \frac{ie^{i\delta_l}}{2} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} - e^{i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} \right\} = e^{i\delta_l} \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Таким образом, результатом упругого взаимодействия является появление добавочной фазы δ_l в каждой парциальной волне и дополнительного фазового множителя.

Поскольку $P(1) = 1$, то

$$A(0) = \frac{i}{2k} \sum_l (2l + 1)(1 - S_l) = \frac{1}{k} \sum_l (2l + 1)e^{i\delta_l} \sin \delta_l.$$

Интегрируя по углам величину

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta)|^2$$

и используя при этом свойство ортонормированности полиномов Лежандра

$$\int P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta) d\Omega = \frac{4\pi}{2l + 1} \delta_{ll'},$$

для полного сечения упругого рассеяния получим

$$\sigma = 4\pi k^{-2} \sum_l (2l + 1) \sin^2 \delta_l,$$

или

$$\sigma = \sum \sigma_l,$$

где

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \sin^2 \delta_l = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1) |1 - S_l|^2.$$

Множитель $(2l + 1)$ можно интерпретировать как статистический вес состояния с моментом l . Из этого выражения следует важный вывод, что максимально возможное значение сечения равно

$$(\sigma_l)_{max} = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) = 4\pi \lambda^2 (2l + 1).$$

Оно определяется не геометрическим размером рассеивателя R , а длиной волны налетающего нейтрона, которая в нашем случае на много порядков больше. Это имеет место при так называемом резонансном рассеянии, фаза при этом проходит через значение $\frac{\pi}{2}$. Таким образом, при увеличении фазы рассеяния от 0 до $\pi/2$ сечение рассеяния возрастает, при дальнейшем увеличении фазы оно начинает убывать и снова обращается в нуль при фазе равной π .

Из выражения для $A(0)$ имеем

$$\text{Im } A(0) = \frac{1}{k} \sum (2l + 1) \sin^2 \delta_l,$$

т.е.

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} A(0).$$

Это соотношение называется оптической теоремой.

2.1.2 Резонансное рассеяние

Так называемое резонансное рассеяние возникает, когда энергия налетающей частицы на ядро сравнивается с энергией возбужденного состояния составного ядра (состоящего из частицы и исходного ядра). При этом можно считать, что рассеяние происходит в два этапа: сначала налетающая частица поглощается ядром, затем составная система живет некоторое время и распадается опять на первоначальное ядро и ту же частицу. Существенным моментом такой картины является то, что составное ядро за время жизни "забывает историю", и его дальнейший распад не зависит от способа образования, т.е. от свойств первоначальной системы.

Проиллюстрировать это явление можно на простом примере рассеяния частицы на потенциале с барьером (например, кулоновским, в случае рассеяния α -частицы или протона на ядре, см. рис. 2.4)

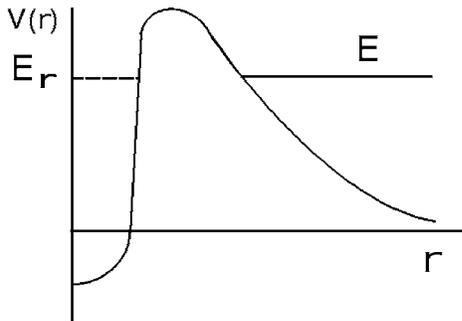


Рис. 2.4. Рассеяние частицы на потенциале, в котором имеется квазистационарное состояние с энергией E_r

Пусть эта кривая описывает потенциал взаимодействия частицы в состоянии с моментом l . Если частица находится в квазистационарном состоянии с энергией E_r , то с некоторой вероятностью может произойти распад такой составной системы с испусканием частицы: частица может протуннелировать наружу. Такой эффект играет важную роль в α -распаде ядер и рассмотрен впервые в работах Гамова (1928 г.), Гарни и Кондона (1928, 1929).

Для простоты используем метод комплексных энергий, впервые

предложенный Гамовым. Предположим, что расстояния между распадающимися квазистационарными состояниями много больше их "ширин", а также что энергия системы в состоянии r определяется комплексной величиной

$$E_r - \frac{i\Gamma}{2},$$

где E_r, Γ — вещественны и $\Gamma > 0$. Тогда вероятность найти систему в состоянии r будет уменьшаться со временем следующим образом:

$$\left| e^{-\frac{i}{\hbar}(E_r - \frac{i\Gamma}{2})t} \right|^2 = e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}}.$$

Число ядер в состоянии r будет также уменьшаться экспоненциально:

$$N = N_0 e^{-\frac{\Gamma t}{\hbar}},$$

и, следовательно, скорость переходов (вероятность распада в единицу времени) будет равна

$$w = \frac{1}{N} \left| \frac{dN}{dt} \right| = \frac{\Gamma}{\hbar}, \quad (2.22)$$

что позволяет интерпретировать Γ как ширину уровня в соответствии с принципом неопределенностей, поскольку, как следует из (2.22), $\tau = \hbar/\Gamma$ есть среднее время жизни состояния (среднее время между двумя распадами).

Радиальную часть волновой функции на больших расстояниях можно записать в виде (см. (2.19) – (2.21))

$$\frac{R_l(r)}{r} \approx \frac{1}{r} \left\{ e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} - e^{i(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l)} \right\},$$

или

$$\frac{R_l(r)}{r} \approx \frac{1}{r} [A_l(E)e^{-ikr} - A_l^*(E)e^{ikr}], \quad (2.23)$$

где $A_l(E)$ — комплексные функции от комплексной энергии E :

$$A_l(E) = i^l e^{-i\delta_l}, \quad A_l^*(E) = (-i)^l e^{i\delta_l}.$$

Через них можно выразить фазы рассеяния

$$e^{2i\delta_l} = (-1)^l \frac{A_l^*}{A_l} \equiv e^{i\pi l} \frac{A_l^*}{A_l}. \quad (2.24)$$

При $E = E_r - i\Gamma/2$ амплитуда сходящейся волны должна обратиться в нуль,

$$A_l \left(E_r - \frac{i}{2}\Gamma \right) = 0.$$

Волновая функция в этом случае будет описывать "связанное" состояние, и в (2.23) останется только расходящаяся волна, соответствующая распаду состояния. Это и отвечает тому, что произошло поглощение, и система "забыла" о налетающей частице, поскольку сходящейся волны нет.

Разлагая A_l в окрестности $E_r - \frac{i}{2}\Gamma$, получим

$$A_l(E) = \left[E - \left(E_r - \frac{i}{2}\Gamma \right) \right] a_l + \dots \quad (2.25)$$

То есть

$$\frac{R_l(r)}{r} \approx \left[E - \left(E_r - \frac{i}{2}\Gamma \right) \right] a_l \frac{e^{-ikr}}{r} - \left[E - \left(E_r + \frac{i}{2}\Gamma \right) \right] a_l^* \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2.26)$$

Следовательно, при $E = E_r - \frac{i}{2}\Gamma$, будем иметь

$$\frac{R_l(r)}{r} \approx i\Gamma a_l^* \frac{e^{ikr}}{r}.$$

Такой волне соответствует полный ток вероятности через сферу радиуса r

$$4\pi r^2 j_r = \frac{4\pi\hbar k}{m} |i\Gamma a_l^*|^2 = 4\pi v \Gamma^2 |a_l|^2 \equiv \frac{\Gamma}{\hbar}.$$

Согласно уравнению неразрывности этот ток должен равняться числу распадов в единицу времени, приходящихся на один атом (вероятности распада в единицу времени), Γ/\hbar , откуда следует

$$|a_l|^2 = \frac{1}{\hbar v \Gamma}, \quad (2.27)$$

где $v = \hbar k/m$ — скорость частицы.

Используя (2.24) и (2.25), получим выражение для сдвига фазы:

$$e^{2i\delta_l} = e^{i\pi l} \frac{a_l^* E - E_r - \frac{i}{2}\Gamma}{a_l E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma}.$$

Если положить

$$e^{2i\delta_l(0)} \equiv e^{i\pi l} \frac{a_l^*}{a_l},$$

то

$$e^{2i\delta_l} = e^{2i\delta_l(0)} \frac{E - E_r - \frac{i}{2}\Gamma}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma} = e^{2i\delta_l(0)} \left[1 - \frac{i\Gamma}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma} \right], \quad (2.28)$$

или

$$e^{i\delta_l} = e^{i\delta_l(0)} \frac{E - E_r - \frac{i}{2}\Gamma}{\sqrt{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}}.$$

Здесь $\delta_l(0)$ — сдвиг фазы вдали от резонансного уровня. При $|E - E_r| \gg \Gamma$, $\delta_l \rightarrow \delta_l(0)$. В окрестности резонанса имеем

$$\delta_l = \delta_l(0) - \operatorname{arctg} \frac{\Gamma}{2(E - E_r)}. \quad (2.29)$$

Отсюда видно, что когда энергия падающей частицы проходит через резонансное значение, сдвиг фазы изменяется на π . Для амплитуды рассеяния, соответственно, получаем:

$$\begin{aligned} A(\theta) = & \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) \left[(e^{2i\delta_l(0)} - 1) - \right. \\ & \left. - \frac{i\Gamma}{E - E_r + \frac{i}{2}\Gamma} e^{2i\delta_l(0)} \right] P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (2.30)$$

Первый член этого выражения называется амплитудой потенциального рассеяния, второй — амплитудой резонансного рассеяния. В сечение рассеяния дают вклад обе амплитуды, в том числе и интерференционный член.

Сечение резонансного рассеяния определяется формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} (2l + 1)^2 \frac{\Gamma^2}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} [P_l(\cos \theta)]^2. \quad (2.31)$$

При энергии $E = E_r \pm \frac{\Gamma}{2}$ оно падает в два раза, по сравнению с максимальным значением в резонансе (при $E = E_r$), равным

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} (2l + 1)^2 [P_l(\cos \theta)]^2. \quad (2.32)$$

Поэтому величину Γ называют шириной уровня на половине высоты, или просто шириной уровня. Как мы уже говорили, максимальное значение сечения определяется только энергией (длиной волны) налетающей частицы. Выражение для фазы при точном резонансе имеет вид

$$\delta_l = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi + \delta_l(0), \quad (2.33)$$

где n — целое число.

2.2 Дейтон и свойства ядерных сил

Важной величиной, характеризующей свойства ядерных сил, является энергия связи ядра. Это энергия, необходимая для разделения ядра на составляющие его нуклоны. Оказалось, что энергия связи, приходящаяся на один нуклон, приблизительно одинакова для всех средних и тяжелых ядер и составляет около 8 МэВ/нуклон. В этом отношении ядра резко отличаются от нейтральных атомов, где происходит рост средней энергии связи на один электрон с увеличением числа электронов, и подобны жидкости или твердому телу, для которых количество тепла, необходимое для испарения определенного количества вещества, пропорционально массе этого вещества.

Измерения энергии связи дейтона (первые опыты выполнены Чэдвиком и Гольдхабером в 1934 году в реакции фоторасщепления дейтона) дали результат 2,23 МэВ (т.е. около 1 МэВ/нуклон)

Для объяснения малой энергии связи дейтона, по сравнению с энергиями связи ядер трития ${}^3\text{H}$ (8,5 МэВ, около 3 МэВ/нуклон) и гелия ${}^4\text{He}$ (28 МэВ, около 7 МэВ/нуклон), Вигнером было сделано предположение о том, что ядерные силы имеют малый радиус действия, т.е. являются короткодействующими. Аргументы Вигнера основываются на том, что ядра с большим количеством нуклонов имеют большее количество связей на нуклон (в ядре ${}^2\text{D}$ — 1/2 связи на нуклон, в ${}^3\text{H}$ — 1 связь на нуклон, в ${}^4\text{He}$ — 6/4 связей на нуклон). Если бы силы действовали на больших расстояниях, то энергия связи, грубо говоря, росла бы пропорционально числу связей. Мы же имеем очень большой скачок в энергии связи при переходе от дейтона к тритию и от трития к

гелию. А далее энергия связи практически перестает зависеть от числа частиц (так называемое свойство насыщения ядерных сил). Такую ситуацию можно описать узким (т.е. с малым радиусом) и глубоким потенциалом.

2.2.1 Частица в сферической яме прямоугольной формы

Если потенциал взаимодействия между протоном и нейтроном известен то энергия связи дейтона определится из уравнения Шредингера

$$\nabla^2\psi(\mathbf{r}) + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V(r)]\psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.34)$$

где μ – приведенная масса ($\mu \approx m/2$ протона или нейтрона). Энергия E отрицательна и численно равна энергии связи. Для основного состояния $l = 0$, поэтому подстановка $\psi = R_0(r)/r$ приводит к уравнению

$$\frac{d^2R_0}{dr^2} + \frac{m}{\hbar^2}[E - V(r)]R_0 = 0. \quad (2.35)$$

В качестве примера короткодействующего потенциала рассмотрим потенциал прямоугольной формы глубиной V_0 и радиусом a :

$$\begin{aligned} V &= -V_0 & \text{при } r < a, \\ V &= 0 & \text{при } r > a. \end{aligned}$$

Полагая $E = -W$, где $W > 0$ – энергия связи, получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2R_0}{dr^2} + \frac{m}{\hbar^2}(V_0 - W)R_0 &= 0 & \text{при } r < a, \\ \frac{d^2R_0}{dr^2} - \frac{m}{\hbar^2}WR_0 &= 0 & \text{при } r > a. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Функция ψ должна быть всюду непрерывной и ограниченной и иметь непрерывную производную, поэтому функция $R_0 = r\psi$ должна обращаться в нуль при $r = 0$ и при $r \rightarrow \infty$ расти не быстрее r . Таким решением являются:

$$\begin{aligned} R_0 &= A \sin kr & \text{при } r < a, \\ R_0 &= B e^{-\gamma r} & \text{при } r > a, \end{aligned} \quad (2.37)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{m(V_0 - W)}}{\hbar} \quad (2.38)$$

и

$$\gamma = \frac{\sqrt{mW}}{\hbar}. \quad (2.39)$$

Из условия непрерывности функции R_0 и ее производной следует также непрерывность производной от $\ln R_0$. Используя это условие при $r = a$, получаем

$$k \operatorname{ctg} ka = -\gamma, \quad (2.40)$$

или

$$\operatorname{ctg} ka = -\sqrt{\frac{W}{V_0 - W}} \approx -\sqrt{\frac{W}{V_0}} \quad (2.41)$$

в случае, когда энергия связи мала по сравнению с глубиной ямы. Таким образом, $\operatorname{ctg} ka$ отрицателен и мал по абсолютной величине, следовательно, ka слегка превышает $\pi/2$. В частности, при $ka = \pi/2$ уровень выходит на поверхность ($W = 0$), т.е. при

$$V_0 a^2 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{4m}. \quad (2.42)$$

Это есть условие на "мощность ямы", когда в яме может появиться первый уровень. Увеличивая глубину ямы, можно добиться появления второго уровня вблизи поверхности ямы и т.д. Условием появления n -го уровня является $ka = \pi/2 + n\pi$. Основному состоянию дейтона с энергией связи 2,2 МэВ соответствует первый уровень вблизи поверхности ямы. Поэтому у него нет возбужденных состояний с $l = 0$. Аналогично можно показать, что при такой энергии связи основного состояния у него нет также и возбужденных состояний с более высокими орбитальными моментами. Условие (2.42) можно записать в более наглядном виде:

$$V_0 = \frac{\pi^2 \lambda_{cp}^2}{4 a^2} m c^2, \quad (2.43)$$

где λ_{cp} — комптоновская длина волны протона. Приняв радиус взаимодействия равным двум "радиусам" нуклона, т.е. удвоенной комптоновской длине волны π -мезона ($\approx 2,8$ Фм), получим для глубины

ямы $V_0 \approx 0,014mc^2 \approx 13$ МэВ. При такой глубине уровень только появляется. Чтобы получить энергию связи 2,23 МэВ, нужна яма глубиной в 21,4 МэВ (возбужденного состояния при этом не существует, поскольку для появления второго уровня $ka = 3\pi/2$, и необходима яма глубиной $V_0 = 9\hbar^2\pi^2/4ma^2 = 117$ МэВ). Другие формы потенциалов с малым радиусом взаимодействия дают приблизительно те же результаты.

Имеется еще один результат, не зависящий от формы потенциала (при малом радиусе взаимодействия). Это — поведение волновой функции на расстояниях, превосходящих радиус взаимодействия. Оказывается, что функция

$$Ce^{-\gamma r}$$

достаточно близка к истинной функции $R_0(r)$ и с хорошей точностью может использоваться во многих расчетах. Это проиллюстрировано на рис. 2.5.

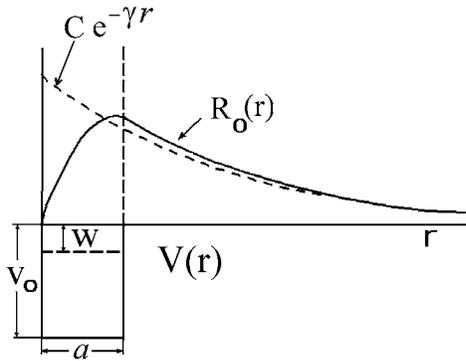


Рис. 2.5. Поведение точной и приближенной волновой функций основного состояния в прямоугольном потенциале

Величину $1/\gamma$ можно интерпретировать, как размер дейтона, аналогично тому, как $\lambda_{ст}$ мы интерпретировали, как размер нуклона. Этот размер существенно больше радиуса действия ядерных сил ($1/\gamma \gg a$), т.е. с этой точки зрения дейтон представляет из себя довольно "рыхлую" систему:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{\hbar}{\sqrt{mW}} = \lambda_{ст} \sqrt{\frac{m}{W}} \approx 4,3 \text{ Фм.}$$

Таким образом, большая часть площади под кривой $R_0(r)$ относится к области $r > a$. Поскольку для другой формы потенциала $R_0(r)$ заметно изменяется только при $r < a$, то функция $C \exp(-\gamma r)$ близка к истинной в большей части пространства. Хотя в этом приближении

волновая функция ψ при $r = 0$ обращается в бесконечность, она может быть нормирована, причем основной вклад в нормировочный интеграл дает область $r > a$. Поэтому нормированная функция

$$R_0(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} e^{-\gamma r} \quad (2.44)$$

представляет из себя хорошее приближение для точной волновой функции дейтона и может использоваться во многих расчетах.

Используя условие непрерывности и нормировки для функции $R_0(r)$ (2.37), можно найти постоянные A и B . Оказывается, что B несколько больше постоянной C , входящей в приближенное решение, и для нее с хорошей точностью, удерживая члены линейные по γa , можно получить следующее выражение:

$$B = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \left(1 + \frac{1}{2} \gamma a \right). \quad (2.45)$$

2.3 Резонансное рассеяние при наличии неглубокого уровня

Данная задача, в частности, описывает рассеяние нейтрона свободным протоном. Попытаемся решить эту задачу для произвольного потенциала, используя его малый радиус действия и общий характер поведения волновой функции, полученной в предыдущей задаче.

Уравнение Шредингера для s -волны имеет вид

$$\frac{d^2 R_0}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(r)] R_0 = 0, \quad (2.46)$$

где μ — приведенная масса. В области $r \sim a$ можно пренебречь E по сравнению с V для достаточно малых энергиях нейтрона ($ka \ll 1$), тогда будем иметь

$$\frac{d^2 R_0}{dr^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) R_0 = 0 \quad \text{при } r \sim a \quad (2.47)$$

и

$$\frac{d^2 R_0}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} E R_0 = 0 \quad \text{при } r \gg a. \quad (2.48)$$

Поскольку внешнее решение слабо меняется при малых r , в силу ($ka \ll 1$), то на решение во внешней области, вместо условия на границе, можно наложить некоторое условие при $r \rightarrow 0$. Поскольку уравнение Шредингера в этой области не содержит E , то и граничное условие не должно зависеть от энергии налетающей частицы. Запишем его в виде

$$\left. \frac{R_0'(r)}{R_0(r)} \right|_{r \rightarrow 0} = -\tilde{\gamma} \quad (2.49)$$

и найдем $\tilde{\gamma}$. Поскольку $\tilde{\gamma}$ не зависит от E , то в качестве внутреннего решения при $r \sim a$ можно использовать решение уравнения Шредингера с малой отрицательной энергией (при наличии слабосвязанного состояния) $E = -|W|$:

$$R_0 = Ce^{-\gamma r}, \quad \text{где } \gamma = \frac{\sqrt{2\mu|W|}}{\hbar}. \quad (2.50)$$

Таким образом, $R_0'/R_0 = -\gamma$, т.е. $\tilde{\gamma} = \gamma$. Внешняя волновая функция имеет вид

$$R_0 = B \sin(kr + \delta_0),$$

так что при $r = 0$

$$\text{ctg } \delta = -\frac{\gamma}{k} = -\sqrt{\frac{|W|}{E}}. \quad (2.51)$$

Для сечения рассеяния, используя

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 = \frac{4\pi}{k^2} \frac{1}{1 + \text{ctg}^2 \delta_0},$$

получим

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + \gamma^2} = \frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \frac{1}{E + |W|}. \quad (2.52)$$

Данная формула имеет более общий характер. Действительно, давайте изменим $V(r)$, например, глубину ямы, тогда изменится γ и может обратиться в нуль (уровень вышел на поверхность). Соответственно изменится и $\tilde{\gamma}$ в граничном условии, при дальнейшем изменении потенциала $\tilde{\gamma}$ может поменять знак, однако выражение для сечения при этом не изменится (поскольку в него входит γ^2), но величина $|W|$

уже не будет иметь смысла энергии уровня. В этом случае говорят, что имеется виртуальный уровень.

В первых опытах по рассеянию нейтронов протонами использовались нейтроны с энергией 2,5 МэВ. Сечение совпало с теоретическим с точностью до погрешности эксперимента (20–30%). Однако для тепловых нейтронов формула (2.52) при $W = 2,23$ МэВ дает²

$$\sigma \approx 2,3 \text{ б},$$

экспериментальный же результат составляет $\sim 20,5$ б.

В 1935 году Вигнер указал, как можно устранить это расхождение. Он обратил внимание, что основное состояние дейтона — это триплетное, в котором спины протона и нейтрона параллельны (полный спин $S = 1$), и что должно существовать также синглетное состояние (полный спин $S = 0$), в котором их спины антипараллельны, тогда сечение следует записать так:

$$\sigma = \frac{1}{4}\sigma_s + \frac{3}{4}\sigma_t. \quad (2.53)$$

Множители $1/4$ и $3/4$ представляют, соответственно, статистические веса синглетного и триплетного состояний (всего 4 состояния: 3 проекции $S_z = 0, \pm 1$ в триплетном и одна проекция $S_z = 0$ в синглетном). Обозначая энергии триплетного и синглетного состояний через W_t и W_s , запишем:

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{m} \left(\frac{3}{E + W_t} + \frac{1}{E + |W_s|} \right). \quad (2.54)$$

Для достаточно малых энергий налетающих нейтронов ($E \ll W_t, |W_s|$) нетрудно выразить величину $|W_s|$ через известные величины σ , σ_t и W_t . Действительно, в этом случае

$$\sigma \approx \frac{3}{4}\sigma_t \left[1 + \frac{W_t}{3|W_s|} \right]$$

и

$$|W_s| = \frac{\frac{1}{4}\sigma_t \cdot W_t}{\sigma - \frac{3}{4}\sigma_t}.$$

²Сечения в ядерной физике принято измерять в *барнах*: $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Подставляя в эту формулу измеренное значение сечения $\sigma \approx 20,5$ б и известные величины $W_t = 2,23$ МэВ и $\sigma_t \approx 4\pi\hbar^2/mW_t \approx 2,3$ б, получим

$$|W_s| = 68,3 \text{ кэВ.}$$

Откуда для сечения рассеяния в синглетном состоянии получим

$$\sigma_s = \frac{W_t}{W_s} \sigma_t = 75,1 \text{ б.} \quad (2.55)$$

Мы получили важный результат, а именно: взаимодействие нейтрона с протоном существенным образом зависит от их полного спина, так что, вообще говоря, ядерные силы между нуклонами должны зависеть и от их спиновых переменных.

Мы пока ничего не можем сказать о знаке W_s , т.е. о том, каким является синглетное состояние — связанным или виртуальным. На этот вопрос мы сумеем ответить несколько позднее, рассматривая рассеяние нейтронов на молекуле водорода.

Заметим, что эти опыты доказывают также, что спин нейтрона равен $1/2$. Если бы он равнялся $3/2$, то были бы возможны триплетное и квинтетное состояния дейтона со спином 2, в этом случае формула для рассеяния приобрела бы вид:

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{E + W_t} + \frac{5}{E + |W_q|} \right). \quad (2.56)$$

Если выбрать энергию квинтетного состояния W_q по величине σ для малых энергий, то для энергий $E \sim 200-400$ кэВ получаются сечения, превосходящие экспериментальные в 1,5 раза, что далеко выходит за рамки ошибок опыта.

2.4 Несколько примеров упругого рассеяния

1. Сферическая потенциальная яма глубины V_0 и радиуса d

Потенциал имеет вид

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r \leq d \\ 0 & r > d \end{cases}.$$

Тогда внутри ямы уравнение Шредингера запишется таким образом:

$$R_0'' + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V_0)R_0 = 0,$$

или

$$R_0'' + K^2 R_0 = 0,$$

где

$$K^2 = k^2 + \kappa^2; \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}; \quad \kappa^2 = \frac{2mV_0}{\hbar^2}.$$

Его решение внутри ямы:

$$R_{01} = A \sin Kr.$$

При $r \rightarrow \infty$

$$R_0 = C e^{i\delta_0} \sin(kr + \delta_0).$$

В силу непрерывности волновой функции и ее производной на границе ядра нужно "сшить" внешние и внутренние решения уравнения Шредингера и их производные, а поскольку нас интересует только фаза δ_0 волновой функции, то можно приравнять на границе ядра значения логарифмических производных:

$$K \operatorname{ctg} Kd = k \operatorname{ctg}(kd + \delta_0),$$

или $\operatorname{tg}(kd + \delta_0) = kD$, где мы обозначили $K \operatorname{ctg} Kd = K / \operatorname{tg} Kd \equiv D^{-1}$ (логарифмическая производная функции внутренней области), или

$$D \equiv \lambda_{in} \cdot \operatorname{tg} Kd = \frac{\operatorname{tg} Kd}{K}.$$

Тогда нетрудно получить

$$\operatorname{tg} \delta_0 = \frac{kD - \operatorname{tg} kd}{1 + kD \operatorname{tg} kd}.$$

В нашем случае $kd \ll 1$ (S -волна), следовательно,

$$\operatorname{tg} kd \approx kd + \frac{(kd)^3}{3} + \dots$$

Так что

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{k(D - d - \frac{(kd)^3}{3k})}{1 + k^2 Dd}.$$

При $kD \rightarrow \infty$, т.е. когда $Kd \rightarrow (\pi/2 + n\pi)$, имеем

$$\operatorname{tg} \delta \rightarrow \frac{1}{\operatorname{tg} kd} \approx \frac{1}{kd} \gg 1,$$

следовательно, в этом случае $\delta_0 \approx \pi/2$. Это означает, что при выполнении условий

$$Kd = \pi/2 + n\pi = (2n + 1)\frac{\pi}{2} \quad (2.57)$$

возникает резонанс.

Если еще и $k^2 Dd \ll 1$ (при $k \rightarrow 0$), то

$$\operatorname{tg} \delta_0 \approx k(D - d).$$

Полное сечение рассеяния запишется как

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 \simeq 4\pi(D - d)^2 = 4\pi d^2 \left(1 - \frac{\operatorname{tg}(Kd)}{Kd}\right)^2.$$

При малых энергиях и глубоких ямах имеем

$$K^2 = k^2 + \kappa^2 \approx \kappa^2$$

и, соответственно,

$$\sigma_0 \approx 4\pi d^2 \left(1 - \frac{\operatorname{tg}(\kappa d)}{\kappa d}\right)^2. \quad (2.58)$$

В этом случае сечение не зависит от энергии или, по крайней мере, слабо зависит (соответственно, в этом случае $\delta_0 \sim k$). При $\kappa d = (2n + 1)\pi/2$ сечение резко возрастает ($\operatorname{tg} \kappa d \rightarrow \infty$). Эти условия совпадают с условиями, появлением очередного S-уровня с энергией $E_r = 0$ в яме. При $\kappa d = \pi/2$ на поверхности ямы появляется 1-й уровень с $E_1=0$. Углубляя яму, можно добиться появления 2-го уровня с $E_2=0$ при $\kappa d = 3\pi/2$ и т.д.

При не очень глубоких ямах сечение может существенно зависеть от энергии, в частности, при тех энергиях, когда $\operatorname{tg}(Kd) = Kd$, сечение рассеяния обращается в нуль. Это — эффект Рамзауэра. Экспериментально он был впервые обнаружен при рассеянии электронов на атомах благородных газов.

При приближении энергии к резонансной, когда

$$Kd = \frac{d\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar} = (2n + 1)\frac{\pi}{2}, \quad (2.59)$$

сечение резко возрастает. Те значения энергии, при которых возникает резонанс, называются виртуальными уровнями энергии системы.

2. Длина рассеяния

Представим волновую функцию нейтрона в виде

$$R_0 = e^{i\delta_0} \sin(kr + \delta_0) = e^{i\delta_0} \sin \delta_0 (\cos kr + \operatorname{ctg} \delta_0 \sin kr),$$

при $kr \rightarrow 0$

$$R_0 \equiv e^{i\delta_0} \sin \delta_0 \left(1 - \frac{r}{a}\right) = e^{i\delta_0} \sin \delta_0 \left(1 + \frac{kr}{\operatorname{tg} \delta_0}\right).$$

Величина

$$a \equiv -\frac{\operatorname{tg} \delta_0}{k} = -\frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0}$$

называется длиной рассеяния, это — расстояние, на котором R_0 обращается в 0.

3. Сферический потенциальный барьер высотой V_0 и радиусом d

Для сферического барьера $\kappa^2 = -2mV_0/\hbar^2$, поэтому при энергиях нейтронов, малых по сравнению с высотой барьера, выражение для сечения можно получить заменой ($\kappa \rightarrow i\kappa$), что эквивалентно замене обычного тангенса на гиперболический в выражении (2.2)

$$\sigma_0 = 4\pi d^2 \left(1 - \frac{\operatorname{th} \kappa d}{\kappa d}\right)^2.$$

Для бесконечно высокого (непроницаемого) барьера $\kappa d \rightarrow \infty$ и $\operatorname{th} \kappa d \rightarrow 1$, так что

$$\sigma_0 = 4\pi d^2.$$

Так же

$$D = \frac{\operatorname{th} \kappa d}{\kappa} \approx \frac{1}{\kappa} \rightarrow 0,$$

поэтому

$$\operatorname{tg} \delta_0 \approx k(D - d) \approx -kd,$$

т.е. длина рассеяния в этом случае совпадает с радиусом непроницаемой сферы

$$a = -\frac{\operatorname{tg} \delta_0}{k} = d.$$

Сечение через длину рассеяния выражается следующим образом:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi \sin^2 \delta_0}{k^2} = \frac{4\pi}{k^2} \left(\frac{1}{1 + \operatorname{ctg}^2 \delta_0}\right) = \frac{4\pi}{[k^2 + \frac{1}{a^2(k)}]}.$$

При $k \rightarrow 0$ оно равно

$$\sigma_0 = 4\pi a^2 = 4\pi d^2.$$

4. Резонансное рассеяние

При S -рассеянии в волновой функции изменяется только парциальная волна R_0 по сравнению с ρ_0 , т.е.

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{i}{2}(e^{-ikr} - S_0 e^{ikr}) = \\ &= \sin kr + \frac{i}{2}(1 - S_0)e^{ikr}. \end{aligned}$$

Функция R_0 удовлетворяет следующему уравнению:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2\right)R_0 = \frac{2mV(r)}{\hbar^2}R_0; \quad R_0(0) = 0.$$

Величина S_0 определяет как сечение рассеяния

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2}|1 - S_0|^2, \quad (2.60)$$

так и поглощения (разность интенсивностей расходящейся и сходящейся волн)

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2}(1 - |S_0|^2). \quad (2.61)$$

В случае упругого рассеяния $S_0 = \exp(2i\delta_0)$, $R_0 = e^{i\delta_0} \sin(kr + \delta_0)$ и $\sigma_r = 0$.

Величину S_0 можно выразить через логарифмическую производную функции R_0 в точке d на границе ядра. Действительно, обозначив

$$f(E) \equiv d \cdot R'_0/R_0,$$

получим

$$f(E) = -ix \frac{1 + S_0 e^{2ix}}{1 - S_0 e^{2ix}},$$

где $x = kd = d/\lambda \ll 1$. Выделив в величине $f(E)$ вещественную и мнимую части

$$f(E) = f_0 - ih,$$

выразим через них величину S_0 :

$$S_0 = -e^{-2ix} \frac{(x - h) - if_0}{(x + h) + if_0}.$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{4\pi}{k^2} \frac{xh}{(x + h)^2 + f_0^2}, \\ \sigma_e &= \frac{4\pi}{k^2} \left| \frac{x}{i(x + h) - f_0} + e^{ix} \sin x \right|^2. \end{aligned}$$

Так как функция R_0 и ее производная должны быть непрерывны на границе ядра, то значение $f(E)$ при $r = d$ полностью определяется условиями во внутренней области $r \leq d$. Следовательно, величины f_0 и h являются функциями энергии относительного движения нейтрона и ядра (которые образуют составную систему). Если $h = 0$ и, соответственно, $f(E) = f_0$, то $\sigma_r = 0$ и $|S_0|^2 = 1$. В этом случае имеется только упругое рассеяние.

Значения энергий E_r , при которых $f_0(E_r) = 0$, называются резонансными. В них сечения σ_r и σ_e достигают максимальных значений. Разложив функцию $f_0(E)$ в ряд по степеням $E - E_r$ вблизи $E = E_r$,

$$f_0(E) = \left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right)_{E=E_r} (E - E_r) + \dots,$$

и обозначив

$$\Gamma_e = -\frac{2x}{\left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right)_{E=E_r}}, \quad \Gamma_r = -\frac{2h}{\left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right)_{E=E_r}},$$

можно написать

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_r \Gamma_e}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4},$$

где $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_r$. В тех же обозначениях сечение упругого рассеяния имеет вид

$$\sigma_e = 4\pi |A_{res} + A_{pot}|^2,$$

где

$$A_{res} = \frac{1}{k} \frac{\Gamma_e/2}{E - E_r - \frac{i}{2}\Gamma}$$

называется амплитудой резонансного (внутреннего) рассеяния,

$$A_{pot} = \frac{1}{k} e^{ix} \sin x$$

— амплитудой потенциального (внешнего) рассеяния. Иногда A_{pot} называют амплитудой рассеяния на непроницаемой сфере.

Действительно, эта часть сечения равна

$$\sigma_e = 4\pi |A_{pot}|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kd \simeq 4\pi d^2.$$

Если бы ядро представляло абсолютно непроницаемую сферу (абсолютно отражающую), то при $r = d$ волновая функция $R_0(kd)$ обращалась бы в нуль, т.е.

$$R_0(kd) = \frac{i}{2} (e^{-ikd} - S_0 e^{ikd}) = 0,$$

откуда следует

$$S_0 = e^{-2ikd},$$

и при $kd \ll 1$

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2} |1 - S_0|^2 = \frac{\pi}{k^2} |1 - e^{-2ikd}|^2 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 kd \approx 4\pi d^2.$$

Введя фазу δ по формуле

$$2(E - E_r) = \Gamma \operatorname{ctg} \delta,$$

выражение для резонансной амплитуды можно представить в виде

$$\frac{1}{k E - E_r - \frac{i}{2}\Gamma} = \frac{1}{k} \frac{\Gamma_e}{\Gamma} \sin \delta e^{i\delta}.$$

В результате для сечения рассеяния получим выражение

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{k^2} \left| \frac{\Gamma_e}{\Gamma} \sin \delta e^{i\delta} + \sin kd \cdot e^{ikd} \right|^2.$$

Фазовое смещение δ является функцией энергии.

Графики зависимостей сечения реакции (поглощения) и фазы рассеяния от энергии нейтрона вблизи резонанса выглядят следующим образом (см. рис. 2.6.).

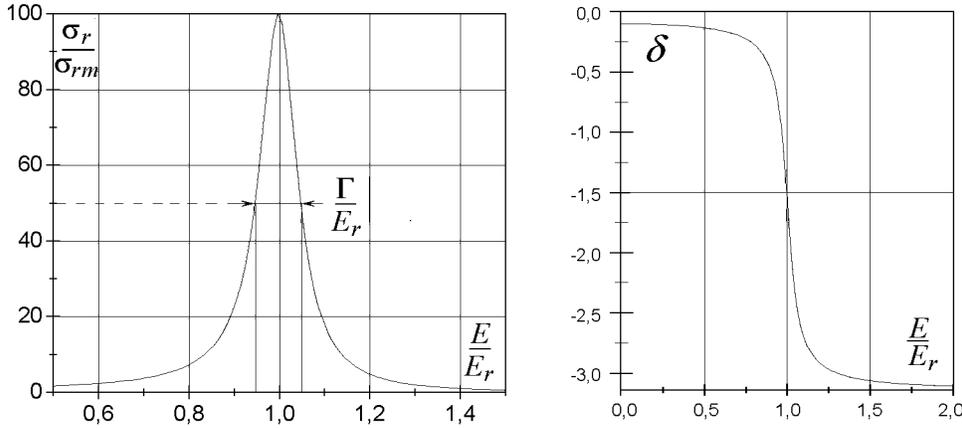


Рис. 2.6. Изображение кривых зависимостей сечения поглощения и фазы δ от энергии нейтрона E/E_r

Точно так же ведут себя квадрат амплитуды и фаза классического осциллятора под действием вынуждающей силы. В резонансе вынуждающая сила (кроме того что ее частота должна совпадать с частотой свободных колебаний) должна быть всегда направлена по скорости осциллирующей частицы, чтобы передавать энергию этой частице $Fv > 0$. Таким образом, если $x = x_0 \cos \omega t$, то $F \sim v = -\omega x_0 \sin \omega t = \omega x_0 \cos(\omega t - \pi/2)$, т.е. в резонансе фаза осциллятора на

$\pi/2$ сдвинута относительно фазы вынуждающей силы. Только в этом случае амплитуда колебаний осциллятора будет возрастать до тех пор, пока потери энергии не сравняются с ее получением.

Приведенные выше — это более общие, по сравнению с предыдущими, формулы Брейта—Вигнера. Они описывают и резонансное рассеяние, и поглощение.

5. Поглощение. Закон $1/v$

В простейшем случае при энергиях нейтронов E_a от нескольких МэВ до ~ 40 МэВ столкновение нейтрона с ядром со средним или большим массовым числом A сопровождается почти полным поглощением нейтрона, т.е. в этом случае расходящаяся волна отсутствует:

$$r\psi_{intern} \approx R_{intern} = Ce^{-iKr}.$$

Здесь $K^2 = k^2 + \kappa^2$ ($E = E_a + V$), K — волновой вектор внутри ядра, $\kappa = \sqrt{2mV}/\hbar$. В этом случае

$$f = -iKd \equiv -iX,$$

т.е. $f_0 = 0$; $h = X$, так что

$$S_0 = -e^{2ix} \frac{x - X}{x + X}$$

и

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \left(1 - \frac{(x - X)^2}{(x + X)^2} \right) = \frac{4\pi}{k^2} \frac{xX}{(x + X)^2} = \frac{4\pi K}{k(k + K)^2},$$

при $k \ll \kappa$

$$\sigma_r \approx \frac{4\pi}{k\kappa} \propto \frac{1}{v} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Это так называемый закон $1/v$ для сечений.

6. Полезное выражение для амплитуды рассеяния через сечение

Сначала напомним связь амплитуды рассеяния A с элементом матрицы рассеяния S_0 . Для этой цели нужно сравнить функции

$$\psi(r) = \frac{B}{r}(e^{-ikr} - S_0 e^{ikr})$$

и S -волну из асимптотики волновой функции

$$\psi = e^{ikr} + \frac{A}{r} e^{ikr} = \sum_l \psi_l,$$

которая есть

$$\psi_0 = \frac{i}{2rk} [e^{ikr} - (1 + 2ikA)e^{ikr}].$$

Из сравнения следует

$$S_0 = 1 + 2ikA.$$

Амплитуда A является комплексным числом $A = \alpha + i\beta$, так что сечение рассеяния можно записать следующим образом:

$$\sigma_e = \frac{\pi}{k^2} |1 - S_0|^2 = 4\pi |A|^2 = 4\pi(\alpha^2 + \beta^2). \quad (2.62)$$

Для сечения поглощения соответственно получается

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} (1 - |S_0|^2) = \frac{4\pi\beta}{k} - 4\pi(\alpha^2 + \beta^2) = \frac{4\pi\beta}{k} - \sigma_e. \quad (2.63)$$

Из (2.62), (2.63) следует выражение для полного сечения взаимодействия нейтрона с ядром $\sigma_t = \sigma_e + \sigma_r$,

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2} (1 - \operatorname{Re} S_0) = \frac{4\pi\beta}{k},$$

откуда можно выразить мнимую часть амплитуды через полное сечение:

$$\beta = \operatorname{Im} A = \frac{k}{4\pi} \sigma_t. \quad (2.64)$$

Это обобщение оптической теоремы на случай неупругих процессов.

Для вещественной части амплитуды из (2.62) и (2.64) имеем

$$\alpha = \pm \sqrt{\frac{\sigma_e}{4\pi} - \beta^2} = \pm \sqrt{\frac{\sigma_e}{4\pi} - \left(\frac{k\sigma_t}{4\pi}\right)^2}. \quad (2.65)$$

Таким образом, если известны сечения упругого рассеяния σ_e и полное сечение σ_t , то вещественная часть амплитуды рассеяния α определяется с точностью до знака, мнимая же часть β определяется полностью:

$$A = \pm \sqrt{\frac{\sigma_e}{4\pi} - \left(\frac{k\sigma_t}{4\pi}\right)^2} + i \frac{k\sigma_t}{4\pi}. \quad (2.66)$$

7. Связь амплитуды и длины рассеяния

Вспомним, что мы определили длину рассеяния как расстояние, на котором обращается в нуль радиальная волновая функция R_0 . Это означает, что длина рассеяния связана с амплитудой рассеяния следующим простым образом:

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} A.$$

Действительно,

$$\psi = e^{ikr} + A \frac{e^{ikr}}{r}.$$

При $k \rightarrow 0$ величина $R_0 \sim r\psi = r + A$, в точке $r = -A$ она обращается в нуль.

2.5 Когерентное и некогерентное рассеяние

Если амплитуда рассеяния не зависит от спинового состояния системы, то рассеянная волна будет когерентной по отношению к падающей волне, в том смысле, что между ними возможна интерференция. А поскольку, как мы выяснили, амплитуда рассеяния может зависеть от спинового состояния, то не все рассеянные волны когерентны к падающей. Это так называемая спиновая некогерентность, к исследованию которой мы приступим. Позже мы уточним понятие когерентности, а сейчас попытаемся описать рассеяние частиц со спином $1/2$, например, нейтронов на ядрах со спином I .

Итак, пусть на ядро-мишень со спином I падает нейтрон со спином $1/2$. В этом случае возможны два спиновых состояния системы (ядро + нейтрон) с полными моментами j_{\pm} :

$$j_{\pm} = I \pm \frac{1}{2}. \quad (2.67)$$

Рассеяние нейтронов будет, соответственно, определяться двумя амплитудами: A_+ (для $j_+ = I + \frac{1}{2}$) и A_- для $j_- = I - \frac{1}{2}$.

Для выделения состояний с полными моментами введем проекционные операторы

$$\eta_+ = \frac{I + 1 + 2(\mathbf{IS})}{2I + 1}; \quad (2.68)$$

и

$$\eta_- = \frac{I - 2(\mathbf{IS})}{2I + 1}. \quad (2.69)$$

Нетрудно убедиться, что они обладают следующими свойствами:

$$\eta_+ \chi_{jm} = \begin{cases} \chi_{jm} & j = I + \frac{1}{2} \\ 0 & j = I - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2.70)$$

и

$$\eta_- \chi_{jm} = \begin{cases} 0 & j = I + \frac{1}{2} \\ \chi_{jm} & -j = I - \frac{1}{2} \end{cases}. \quad (2.71)$$

Здесь мы использовали то, что величина $2(\mathbf{IS})$ равна

$$2(\mathbf{IS}) = \hat{j}^2 - \hat{I}^2 - \hat{S}^2 = j(j+1) - I(I+1) - \frac{3}{4}.$$

Для двух состояний j_{\pm} она принимает следующие значения:

$$2(\mathbf{IS}) = \begin{cases} I & j_+ = I + \frac{1}{2} \\ -(I + 1) & j_- = I - \frac{1}{2} \end{cases}. \quad (2.72)$$

При помощи проекционных операторов рассеянную волну в волновой функции, описывающей рассеяние, можно разложить на суперпозицию двух функций (с полными моментами j_{\pm}) с амплитудами рассеяния A_+ и A_- , соответственно, объединив их следующим образом:

$$\psi = \left(e^{ikr} + A_{eff} \frac{e^{ikr}}{r} \right) \chi_{jm}, \quad (2.73)$$

где

$$A_{eff} = \eta_+ A_+ + \eta_- A_- = \frac{1}{2I + 1} \{ (I + 1) A_+ + I A_- + 2(\mathbf{IS})(A_+ - A_-) \}. \quad (2.74)$$

Часть амплитуды, не зависящая от спинового состояния системы (нейтрон + ядро мишени),

$$A_{coh} = \frac{1}{2I + 1} \{ (I + 1) A_+ + I A_- \}, \quad (2.75)$$

называется амплитудой когерентного рассеяния, а оставшаяся часть,

$$A_{inc} = \frac{1}{2I + 1} 2(\mathbf{IS})(A_+ - A_-) \equiv B(\mathbf{IS}), \quad (2.76)$$

— амплитудой некогерентного рассеяния. Эта амплитуда обращается в нуль ($A_{inc} = 0$), если $A_+ = A_-$, т.е. тогда, когда амплитуда рассеяния не зависит от спинового состояния. Так, например, для всех четно-четных ядер ($I = 0$). Очень малое значение A_{inc} имеют ядра бериллия ${}^9\text{Be}$ и циркония ${}^{40}\text{Zr}$. Они, как мы далее увидим, "прозрачны" для нейтронов.

Давайте теперь вычислим сечение упругого рассеяния на одном ядре, усредненное по спиновым состояниям, т.е.

$$\sigma_e = 4\pi \langle |A_{eff}|^2 \rangle = 4\pi \langle |A_{coh} + B(\mathbf{IS})|^2 \rangle. \quad (2.77)$$

Если ориентации спинов нейтрона и ядра не коррелированы, как, например, в случае рассеяния неполяризованных нейтронов, это означает, что $\langle \mathbf{IS} \rangle = 0$, так что интерференционное слагаемое (линейное по \mathbf{IS}) в выражении для сечения отсутствует.

$$\langle (\mathbf{IS})^2 \rangle = \langle I_x^2 S_x^2 + I_y^2 S_y^2 + I_z^2 S_z^2 \rangle = \frac{I(I+1)}{4}, \quad (2.78)$$

так как

$$\langle (\mathbf{IS})^2 \rangle = 3\langle I_x^2 S_x^2 \rangle = 3\langle I_x^2 \rangle \langle S_x^2 \rangle$$

и

$$\begin{aligned} \langle I_x^2 \rangle &= \frac{1}{3} \langle I^2 \rangle = \frac{1}{3} I(I+1); \\ \langle S_x^2 \rangle &= \frac{1}{3} \langle S^2 \rangle = \frac{1}{3} \cdot \frac{3}{4} = \frac{1}{4}. \end{aligned}$$

Таким образом, сечение рассеяния можно представить в следующем виде:

$$\sigma_e = \sigma_{coh} + \sigma_{inc} = 4\pi(|A_{coh}|^2 + |B|^2 \langle (\mathbf{IS})^2 \rangle) = 4\pi \left(|A_{coh}|^2 + |B|^2 \frac{I(I+1)}{4} \right), \quad (2.79)$$

где

$$\sigma_{coh} = 4\pi |A_{coh}|^2 = 4\pi \left| \frac{I+1}{2I+1} A_+ + \frac{I}{2I+1} A_- \right|^2; \quad (2.80)$$

$$\sigma_{inc} = 4\pi B^2 \langle (\mathbf{IS})^2 \rangle = \frac{4\pi I(I+1)}{(2I+1)^2} |A_+ - A_-|^2. \quad (2.81)$$

В результате получим:

$$\sigma_e = \sigma_{coh} + \sigma_{inc} = \frac{4\pi}{2I+1} [(I+1)|A_+|^2 + I|A_-|^2]. \quad (2.82)$$

Используя соотношения $2(I+1) = 2j_+ + 1$ и $2I = 2j_- + 1$, можно это выражение переписать:

$$\sigma_e = \frac{4\pi}{2(2I+1)} [(2j_+ + 1)|A_+|^2 + (2j_- + 1)|A_-|^2]. \quad (2.83)$$

Именно в таком виде мы и написали выражение для сечения рассеяния нейтрона на протоне. Его можно получить из (2.83), если обозначить $\sigma_t = 4\pi|A_+|^2$ и $\sigma_s = 4\pi|A_-|^2$, а также учесть, что $I = 1/2$.

Вычислим теперь усредненное по спиновым состояниям сечение рассеяния тепловых нейтронов двумя одинаковыми ядрами, расположенными в одной точке (т.е. на расстоянии много меньшем длины волны нейтрона). Имеем

$$\begin{aligned}\sigma_e(1, 2) &= 4\pi \langle |A_{eff}(1) + A_{eff}(2)|^2 \rangle = \\ &= 4\pi |A_{coh}(1) + A_{coh}(2)|^2 + 4\pi B^2 \langle (\mathbf{I}_1 \mathbf{S} + \mathbf{I}_2 \mathbf{S})^2 \rangle.\end{aligned}\quad (2.84)$$

Рассмотрим сначала случай, когда спины у ядер не скоррелированы, т.е. $\langle (\mathbf{I}_1 \mathbf{S})(\mathbf{I}_2 \mathbf{S}) \rangle = 0$, тогда:

$$\langle (\mathbf{I}_1 \mathbf{S} + \mathbf{I}_2 \mathbf{S})^2 \rangle = 2(\mathbf{I} \mathbf{S})^2 = I(I + 1)/2,$$

поэтому

$$\begin{aligned}\sigma_e(1, 2) &= 4\pi (|2A_{coh}|^2 + 2|A_{inc}|^2) = \\ &= 4\pi \left[|2A_{coh}|^2 + 2B^2 \frac{I(I + 1)}{4} \right] = \\ &= 4\sigma_{coh} + 2\sigma_{inc}.\end{aligned}\quad (2.85)$$

Мы видим, что амплитуды когерентного рассеяния от двух ядер, складываясь, интерферируют и дают учетверенный вклад в сечение, амплитуды же некогерентного рассеяния не интерферируют, оба ядра дают независимый вклад в сечение некогерентного рассеяния. То есть в первом случае складываются амплитуды, а во втором — сечения рассеяния на ядрах. Это и есть пример спиновой некогерентности при рассеянии неполяризованных нейтронов на неполяризованном веществе. Усреднение по спинам ядер и нейтрона приводит к исчезновению интерференции.

2.5.1 Псевдопотенциал Ферми

При рассеянии в веществе (т.е. на большом числе связанных ядер) методы фазового анализа оказываются непригодными, поскольку размеры рассеивателей могут быть большими. Кроме того, возможна передача энергии коллективным движениям рассеивателя. Для описания процессов рассеяния на связанных ядрах Ферми предложил псевдопотенциал, который описывает взаимодействие нейтрона с отдельным

ядром так, чтобы уже в борновском приближении эффективное сечение рассеяния правильно выражалось через амплитуду:

$$V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_\nu) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_\nu} a_\nu \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_\nu). \quad (2.86)$$

Здесь a_ν — длина рассеяния ($a_\nu = -A_\nu$), m_ν — приведенная масса нейтрона и ν -го ядра, \mathbf{r}_ν — координата ν -го ядра.

В этом случае, вычисляя амплитуду рассеяния в борновском приближении для потенциала (2.86), получим правильное ее значение:

$$A_\nu = -\frac{m_\nu}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r = -a_\nu.$$

Ясно, что δ -образный потенциал можно использовать, пока $R_N \ll \lambda$ (т.е. при $\lambda \gg 10^{-12}$ см, что справедливо до энергии в несколько МэВ. Тогда, считая каждый атом среды точечным, мы сможем в борновском приближении вычислять рассеянную волну от больших, макроскопических, образцов вещества, превосходящих по размерам длину волны нейтрона. При этом, хотя каждый атом среды будет источником сферических (изотропных) волн, уже несколько молекул, амплитуды для которых складываются со своими фазами, могут дать резкую анизотропию рассеяния. Зная аналитически вид взаимодействия, мы можем исследовать также и влияние нейтрона на среду при рассеянии.

Для примера рассмотрим случай, когда рассеивающие ядра связаны в N -атомную молекулу (кристалл). Тогда, используя борновское приближение, дифференциальное сечение рассеяния на этой молекуле (кристалле) в системе центра инерции нейтрона и всей молекулы (всего кристалла) в единичный телесный угол с переходом молекулы (кристалла) из i -го в l -е состояние можно записать:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{li} = \frac{k}{k_0} |A_{li}(\theta)|^2,$$

где

$$\begin{aligned} A_{li} &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle l\mathbf{k} | V(r, r_\nu) | i\mathbf{k}_0 \rangle = \\ &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle l | \int d^3r e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \sum_\nu V_\nu(\mathbf{r} - \mathbf{r}_\nu) | i \rangle. \end{aligned} \quad (2.87)$$

В выражение для A_{li} входят:

$$\begin{aligned} m_\nu &= \frac{m_n \cdot M_\nu}{m_n + M_\nu} = \\ &= m_n \frac{A_\nu}{1 + A_\nu} = m_n \frac{1}{1 + \frac{1}{A_\nu}} \end{aligned} \quad (2.88)$$

— приведенная масса нейтрона и ν -го ядра с массой M_ν и массовым числом A_ν , а также

$$\mu = m_n \frac{1}{1 + \frac{1}{A}} \quad (2.89)$$

— приведенная масса нейтрона и всей молекулы (кристалла), здесь $A = \sum_\nu A_\nu$.

Поэтому, подставляя $V_\nu = \frac{2\pi\hbar^2}{m_\nu} a_\nu \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_\nu)$ в выражение (2.87), получим

$$A_{li} = \sum_\nu \langle l | b_\nu e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_\nu} | i \rangle, \quad (2.90)$$

где

$$b_\nu = \frac{\mu a_\nu}{m_\nu} = \frac{1 + \frac{1}{A_\nu}}{1 + \frac{1}{A}} a_\nu \quad (2.91)$$

и, соответственно,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{li} = \frac{k}{k_0} \left| \sum_\nu b_\nu \langle l | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_\nu} | i \rangle \right|^2. \quad (2.92)$$

2.5.2 Эффект корреляции спинов ядер молекулы

Заодно уточним предыдущий пример о рассеянии на ядрах с нескоррелированными спинами. Рассмотрим задачу рассеяния на двухатомной молекуле с полным спином $\mathbf{J} = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$, состоящей из двух одинаковых ядер со спинами \mathbf{I}_1 и \mathbf{I}_2 , и будем предполагать, что $\lambda \gg d$, где d — расстояние между центрами атомов молекулы. Тогда $\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_\nu) \approx 1$, и в этом случае ненулевым будет только сечение *упругого* рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ii} = D^2 \langle (a_{1eff} + a_{2eff})^2 \rangle, \quad (2.93)$$

где

$$D = \frac{1 + \frac{1}{A}}{1 + \frac{1}{2A}}. \quad (2.94)$$

Проведем усреднение по возможным спиновым состояниям сталкивающихся частиц. Подставляя выражения для амплитуд, будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= D^2 \langle [2a_{coh} + b(\mathbf{I}_1\mathbf{S} + \mathbf{I}_2\mathbf{S})]^2 \rangle = \\ &= D^2 [4a_{coh}^2 + b^2 \langle (\mathbf{J}\mathbf{S})^2 \rangle + 4a_{coh}b \langle (\mathbf{J}\mathbf{S}) \rangle]. \end{aligned} \quad (2.95)$$

Здесь мы использовали, что спины ядер молекулы объединены в полный момент молекулы $\mathbf{J} = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$.

Для неполяризованных нейтронов и молекул отсутствует корреляция между полным моментом молекулы и спином нейтрона, т.е., как и ранее, имеем

$$\langle (\mathbf{J}\mathbf{S}) \rangle = 0$$

и

$$\langle (\mathbf{J}\mathbf{S})^2 \rangle = \frac{J(J+1)}{4},$$

так что

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D^2 \left[4a_{coh}^2 + \frac{J(J+1)}{4} b^2 \right]. \quad (2.96)$$

2.5.3 Частный случай рассеяния на орто- и параводороде

Для молекулы водорода возможны два состояния: со спином 1, когда спины протонов параллельны, и со спином 0, когда спины протонов антипараллельны. Состояние со спином $J = 1$ называется ортоводородом, со спином $J = 0$ — параводородом. Поправка на приведенную массу в этом случае равна $D = 4/3$. Амплитуды когерентного и некогерентного рассеяния определяются (2.75) и (2.76) при $I = 1/2$:

$$a_{coh} = \frac{I+1}{2I+1} a_+ + \frac{I}{2I+1} a_- = \frac{3}{4} a_+ + \frac{1}{4} a_-, \quad (2.97)$$

$$b = \frac{2(a_+ - a_-)}{2I+1} = a_+ - a_-. \quad (2.98)$$

Здесь a_+ и a_- — длины рассеяния нейтрона на протоне в триплетном и синглетном состояниях. Из экспериментальной величины сечения рассеяния нейтронов на протонах мы выяснили квадраты этих величин, т.е. σ_t и σ_s . Измеряя же сечения рассеяния на орто- и параводороде,

можно определить их знак, а, следовательно, и знак энергии связи синглетного состояния W_s .

Действительно, имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4}{9}[(3a_+ + a_-)^2 + J(J+1)(a_+ - a_-)^2]. \quad (2.99)$$

Полное сечение получается отсюда умножением на 4π . Таким образом, получаем

а) для параводорода ($J = 0$)

$$\sigma_{par} = \frac{16}{9}\pi(3a_+ + a_-)^2; \quad (2.100)$$

в) для ортоводорода ($J = 1$)

$$\sigma_{ort} = \frac{16}{9}\pi[(3a_+ + a_-)^2 + 2(a_+ - a_-)^2] = \sigma_{par} + \frac{32}{9}\pi(a_+ - a_-)^2. \quad (2.101)$$

Таким образом, $\sigma_{ort} > \sigma_{par}$ и

$$\frac{\sigma_{ort}}{\sigma_{par}} = 1 + \frac{2(a_+ - a_-)^2}{(3a_+ + a_-)^2} = 1 + 2\left(\frac{1-x}{3+x}\right)^2, \quad (2.102)$$

где $x = a_-/a_+$. Мы видим, что отношение $\sigma_{ort}/\sigma_{par}$ существенным образом зависит от величины и знака отношения синглетной и триплетной амплитуд рассеяния нейтрона на протоне. В частности, для $x = -3$ оно становится бесконечным.

Выше мы получили, что при малых энергиях

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_s} = \frac{W_s}{W_t} \approx 0,03,$$

т.е. $|a_+|/|a_-| \approx 0,2$ или $|x| \approx 5$.

Если знаки амплитуд a_+ и a_- одинаковы ($x = 5$), то из (2.102) получим

$$\frac{\sigma_{ort}}{\sigma_{par}} \approx 1,5;$$

заметим, что в этом случае максимальная величина этого отношения всего лишь $(\sigma_{ort}/\sigma_{par})_{max} = 3$ при $x \rightarrow \infty$.

Если же знаки a_+ и a_- противоположны ($x = -5$), из (2.102) следует

$$\frac{\sigma_{ort}}{\sigma_{par}} \approx 19.$$

Опыты по рассеянию тепловых нейтронов на орто- и параводороде свидетельствуют, что $\sigma_{ort}/\sigma_{par} \approx 30$. Это означает, что знаки синглетной и триплетной амплитуд различны, то есть синглетное состояние дейтона является виртуальным.

Более поздние экспериментальные данные дают для a_+ и a_-

$$a_+ = 5,38 \text{ ФМ}, \quad a_- = -23,69 \text{ ФМ},$$

то есть $|a_-|/|a_+| = 4,40$. В этом случае формула (2.102) дает

$$\frac{\sigma_{ort}}{\sigma_{par}} \approx 1,42 \quad \text{для} \quad x = 4,4$$

и

$$\frac{\sigma_{ort}}{\sigma_{par}} \approx 30,8 \quad \text{для} \quad x = -4,4.$$

Если бы взаимная корреляция спинов в молекуле отсутствовала, то надо было бы усреднить $J(J+1)$ по возможным ориентациям спинов протонов и просуммировать по состояниям, т.е. (для $I = 1/2$)

$$\frac{\langle J(J+1) \rangle}{4} = \frac{1}{4} \left[\frac{3}{4} 1(1+1) + \frac{1}{4} 0(0+1) \right] = \frac{3}{8},$$

откуда

$$\sigma = 4\pi \frac{16}{9} [4a_{coh}^2 + \frac{3}{8}b^2],$$

то есть получили результат для рассеяния на ядрах с нескоррелированными спинами:

$$\sigma(1,2) = 4\pi \frac{16}{9} [4a_{coh}^2 + 2\sigma_{inc}],$$

так как

$$\langle (IS)^2 \rangle = \frac{I(I+1)}{4} = \frac{3}{16};$$

$$\sigma_{inc}(1,2) = 2\sigma_{inc} = 2 \frac{3}{16} b^2.$$

Это сечение, с другой стороны, соответствует сечению рассеяния нейтронов на естественной смеси орто- и параводорода, которая возникает в водороде при высокой температуре (в этом случае заселенности состояний со спином 0 и 1 определяются их мультипольностями). При низких температурах, поскольку состояние параводорода ниже состояния ортоводорода (разность энергий $\Delta E = 0,0147$ эВ), ортоводород должен переходить в параводород. Однако этот переход имеет очень малую вероятность (в водороде, охлажденном до 20K , за месяц не было обнаружено увеличения концентрации параводорода) и происходит только в присутствии катализатора — активированного угля. В этом случае при низких температурах удается перевести в парасостояние практически все молекулы. Исследованием рассеяния нейтронов на чистом параводороде и на естественной смеси и получены использованные выше результаты.

Литература для дальнейшего изучения

1. Давыдов А.С. Квантовая механика. – М.: ГИФМЛ, 1963.
2. Бете Г., Моррисон Ф. Элементарная теория ядра. – М.: ИЛ, 1958.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика.– М.: Наука, 1989.
4. Ву Т.Ю., Омура Т. Квантовая теория рассеяния.– М.: Наука, 1969.

Глава 3

Дифракция и нейтронная оптика

3.1 Когерентное рассеяние нейтронов кристаллическим веществом

Предположим, что кристалл состоит из одинаковых атомов. Будем считать, что масса их велика, чтобы не учитывать изменение их движения при рассеянии. Положения ядер в кристалле \mathbf{r}_n определяются тремя базисными векторами решетки, называемыми векторами трансляций, $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ следующим образом:

$$\mathbf{r}_n = \sum_{i=1}^3 n_i \mathbf{a}_i, \quad (3.1)$$

где n_i — целые числа, см. рис. 3.1.

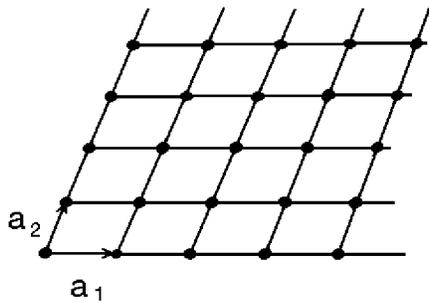


Рис. 3.1. Пример двумерной решетки

Потенциал взаимодействия нейтрона с ядрами, расположенными в узлах решетки \mathbf{r}_n , можно записать следующим образом:

$$V(\mathbf{r}) = \sum_n V_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) = \frac{2\pi\hbar^2}{\mu} \sum_n a_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n). \quad (3.2)$$

Амплитуда рассеяния на таком потенциале будет иметь вид

$$\begin{aligned} A &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \sum_n \int e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} V_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) d^3r \xrightarrow{\mathbf{r} - \mathbf{r}_n = \mathbf{r}'} = \\ &= -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \sum_n V_n(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_n} = \sum_n A_n(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_n}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где A_n — амплитуда рассеяния n -ым ядром. Если все ядра одинаковы, то когерентное рассеяние определяется когерентной частью амплитуды (или длины) рассеяния a , так что сечение (в пересчете на одно ядро) будет иметь вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a^2}{N} \left| \sum_n e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_n} \right|^2 = \frac{a^2}{N} \left| \sum_{n_1 n_2 n_3} e^{in_1 \mathbf{q}\mathbf{a}_1 + in_2 \mathbf{q}\mathbf{a}_2 + in_3 \mathbf{q}\mathbf{a}_3} \right|^2 \equiv \frac{a^2}{N} F(\mathbf{q}),$$

где $F(\mathbf{q}) = \left| \sum_{n_1 n_2 n_3} \right|^2$. Здесь N есть число атомов в кристалле. Сумма, входящая в выражение для сечения, максимальна, когда переданный кристаллу (или кристаллом) импульс \mathbf{q} удовлетворяет условию

$$\mathbf{q}\mathbf{r}_n = (n_1 \mathbf{a}_1 + n_2 \mathbf{a}_2 + n_3 \mathbf{a}_3) \mathbf{q} = 2\pi n, \quad (3.4)$$

где n — целое. В этом случае $\sum_n = N$; и $d\sigma/d\Omega \sim Na^2$. То есть для некоторых направлений (определяемых этими \mathbf{q}) сечение рассеяния, приходящееся на одно ядро, возрастает в N раз, а это есть величина макроскопическая, поскольку 1 см^3 вещества содержит $N \sim 10^{23}$ атомов. Следовательно, когерентное рассеяние на кристалле происходит резко анизотропно и только в те направления, которые определяются (3.4)¹. Условие (3.4) выполняется, если выполняются следующие уравнения для \mathbf{q}

$$\mathbf{a}_1 \mathbf{q} = 2\pi h; \quad \mathbf{a}_2 \mathbf{q} = 2\pi k; \quad \mathbf{a}_3 \mathbf{q} = 2\pi l. \quad (3.5)$$

Эти уравнения называются условиями дифракции Лауэ. Для определения векторов \mathbf{q} , являющихся решениями уравнений Лауэ, удобно ввести *векторы обратной решетки* $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$, которые образуют базис в так называемом *обратном пространстве* векторов \mathbf{q} (решений уравнений Лауэ).

¹Можно показать, что при $N \rightarrow \infty$, $F(\mathbf{q}) = (2\pi)^3 (N/V) \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g})$, где \mathbf{g} — векторы, удовлетворяющие (3.4).

Рассмотрим вектор

$$\mathbf{q} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3,$$

где h , k и l — числа, входящие в уравнения Лауэ. Последние будут удовлетворены, если

$$\begin{aligned} 1) \quad & \mathbf{a}_1\mathbf{b}_1 = 2\pi; \quad \mathbf{a}_1\mathbf{b}_2 = 0; \quad \mathbf{a}_1\mathbf{b}_3 = 0. \\ 2) \quad & \mathbf{a}_2\mathbf{b}_1 = 0; \quad 2\mathbf{a}_2\mathbf{b}_2 = 2\pi; \quad \mathbf{a}_2\mathbf{b}_3 = 0. \\ 3) \quad & \mathbf{a}_3\mathbf{b}_1 = 0; \quad \mathbf{a}_3\mathbf{b}_2 = 0; \quad \mathbf{a}_3\mathbf{b}_3 = 2\pi. \end{aligned}$$

Из 1-го столбца следует: $\mathbf{b}_1 \perp \mathbf{a}_2$ и \mathbf{a}_3 .

Из 2-го, аналогично: $\mathbf{b}_2 \perp \mathbf{a}_1$ и \mathbf{a}_3 .

Из 3-го: $\mathbf{b}_3 \perp \mathbf{a}_1$ и \mathbf{a}_2 .

Отсюда получаем

$$\mathbf{b}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{(\mathbf{a}_1[\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3])}; \quad \mathbf{b}_2 = 2\pi \frac{[\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1]}{(a_1[\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3])}; \quad \mathbf{b}_3 = 2\pi \frac{[\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2]}{(a_1[\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3])}.$$

Это и есть основные (базисные) векторы обратной решетки. Любая их суперпозиция также представляет вектор обратной решетки. Так что условие дифракции означает равенство переданного импульса какому-либо из векторов обратной решетки:

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k} = \mathbf{g},$$

где $\mathbf{g} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2 + l\mathbf{b}_3$. Целые числа (hkl) называются индексами Миллера. А векторы обратной решетки впервые изобрел Гиббс. Можно показать, что любой вектор обратной решетки \mathbf{g} перпендикулярен некоторой системе кристаллографических плоскостей, а его величина $g = |\mathbf{g}|$ характеризует межплоскостное расстояние $d = 2\pi/g$. Действительно, например, величина $2\pi/|\mathbf{b}_1|$ представляет собой объем параллелепипеда, образованного векторами решетки $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$, деленный на площадь его грани, построенной на векторах $\mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$, а это есть не что иное, как высота параллелепипеда, т.е. расстояние между двумя соседними кристаллографическими плоскостями, параллельными этой грани.

Ниже мы в этом убедимся также путем иного представления потенциала решетки для описания дифракции и сравнением полученных результатов.

Таким образом, мы получили, что кристаллическая решетка может передавать (или принимать) лишь дискретный набор импульсов. Другими словами,

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}. \quad (3.6)$$

Кроме того, поскольку энергия при упругом рассеянии сохраняется, имеем

$$k^2 = |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|^2 = k_0^2. \quad (3.7)$$

Это есть не что иное, как условие дифракции Брэгга. Действительно из (3.7) следует:

$$2\mathbf{k}_0\mathbf{g} + g^2 = 0. \quad (3.8)$$

Вводя угол θ между кристаллографической плоскостью и направлением вектора \mathbf{k}_0 : $\theta = \tilde{\theta} - \pi/2$, где $\tilde{\theta}$ — угол между векторами \mathbf{k}_0 и \mathbf{g} , и используя соотношения $g = 2\pi/d$ и $k = 2\pi/\lambda$, из (3.8) получим условие дифракции для некоторого угла $\theta = \theta_B$, называемого *углом Брэгга*, в виде

$$2d \sin \theta_B = \lambda, \quad (3.9)$$

что представляет собой известное условие Брэгга.

3.2 Разложение потенциала кристалла по векторам обратной решетки

Для решения дифракционных задач удобно потенциал кристалла (3.2), обладающий свойством трансляционной инвариантности

$$V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_i), \quad (3.10)$$

и который есть сумма потенциалов отдельных атомов, представить в виде суммы периодических потенциалов всевозможных систем кристаллографических плоскостей (см. рис. 3.2). Каждую систему плоскостей можно полностью задать вектором обратной решетки \mathbf{g} , который перпендикулярен плоскостям и равен по величине $g = 2\pi/d$, где d — межплоскостное расстояние. Это можно считать определением векторов обратной решетки. Потенциал любой системы плоскостей

зависит только от одной координаты вдоль направления соответствующего вектора \mathbf{g} .

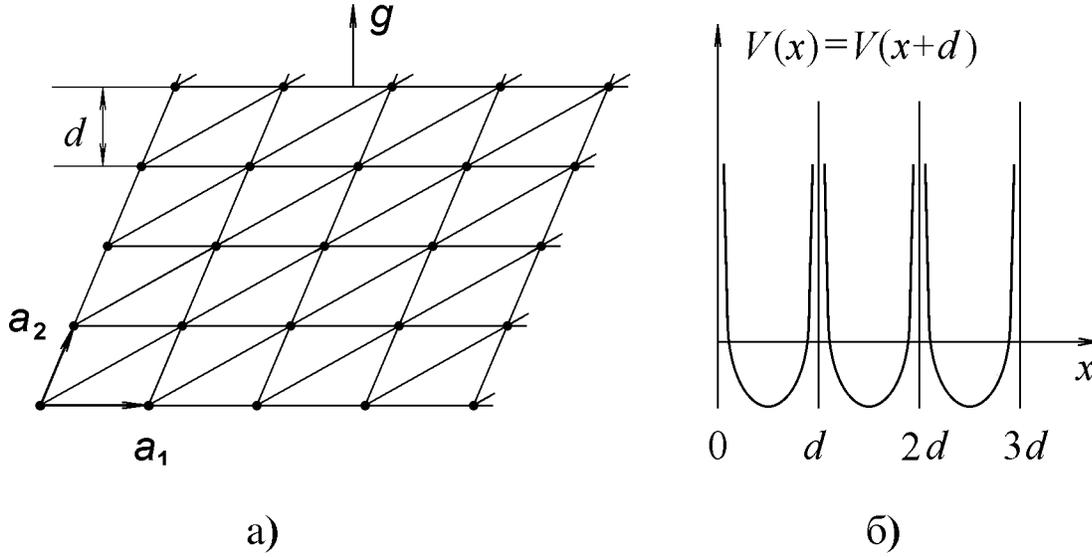


Рис. 3.2. а) Представление потенциала кристалла в виде суммы потенциалов систем кристаллографических плоскостей. Потенциал отдельного атома при этом формируется из бесконечного числа потенциалов плоскостей, пересекающихся на данном атоме. б) Условное изображение потенциала (не обязательно ядерного) одной из систем плоскостей, характеризующейся вектором \mathbf{g} .

Рассмотрим, например, в кристалле систему плоскостей, характеризуемую вектором обратной решетки \mathbf{g} . Ось x направим вдоль \mathbf{g} , то есть перпендикулярно плоскостям. Тогда потенциал этой системы будет периодическим по x :

$$V(x + d) = V(x),$$

и для него можно написать разложение Фурье:

$$V_g(\mathbf{r}) = \sum_n V_n \exp\left(\frac{2\pi i}{d} nx\right) = \sum_{g_n} V_{g_n} e^{ig_n x}, \quad (3.11)$$

где $g_n = 2\pi n/d$, $g_1 = g$. Здесь, в принципе, можно считать, что каждая высшая гармоника описывает потенциал своей системы плоскостей, так что \mathbf{g}_n представляет собой новый вектор обратной решетки, характеризующий систему плоскостей, параллельную первоначальной,

но с межплоскостным расстоянием $d_n = d/n$ (тем самым мы дифракцию n -го порядка будем называть дифракцией первого порядка, но на системе плоскостей с $d_n = d/n$). Аналогичное разложение можно провести по всем направлениям $\{\mathbf{g}\}$ и, тем самым, представить полный потенциал кристалла в виде суммы потенциалов всевозможных систем плоскостей, т.е.

$$V(\mathbf{r}) = \sum_n V_n(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) = \sum_g V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = V_0 + \sum_g 2v_g \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g). \quad (3.12)$$

Здесь мы учли, что, в силу вещественности потенциала,

$$V_g = V_{-g}^*, \quad (3.13)$$

и положили

$$V_g = v_g e^{i\phi_g}. \quad (3.14)$$

Это разложение и называется разложением потенциала кристалла по векторам обратной решетки. Заметим, что условия трансляционной инвариантности,

$$V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_i) = \sum_g V_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r} + i\mathbf{a}_i\mathbf{g}} = V(\mathbf{r}),$$

будут выполняться, если выполняются уравнения Лауэ $\mathbf{g}\mathbf{a}_i = 2\pi n$. Таким образом, оба определения векторов обратной решетки вполне согласуются друг с другом. Вычислим еще амплитуду рассеяния на потенциале (3.12):

$$\begin{aligned} A &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \sum_g V_g \int_{V=1} e^{-i(\mathbf{q}-\mathbf{g})\mathbf{r}} d^3r = \\ &= -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \sum_g V_g \delta_{\mathbf{q}-\mathbf{g}} = N \sum_g A(\mathbf{g}) \delta_{\mathbf{q}-\mathbf{g}}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где $A(\mathbf{g})$ — амплитуда рассеяния на потенциале отдельного атома, поскольку

$$\begin{aligned} V_g &= \int_{V=1} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \sum_n e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_n} \int_{\Omega} V_n(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \\ &= N \int_{\Omega} V_n(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N A(\mathbf{g}). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Здесь мы использовали, что $\mathbf{g}\mathbf{r}_n = 2\pi n$, в силу уравнений Лауэ, и что все матричные элементы и амплитуды рассеяния на отдельных атомах в моноатомном кристалле одинаковы: $A_n(\mathbf{g}) \equiv A(\mathbf{g})$, Ω — объем элементарной ячейки, N — число частиц в единице объема, $N = 1/\Omega$. Таким образом, сечение рассеяния отлично от нуля, когда переданный импульс равен вектору обратной решетки $\mathbf{q} = \mathbf{g}$, т.е., как и раньше, рассеяние происходит только в брэгговских направлениях, причем величина сечения $\sim N^2$.

Удобство такого представления потенциала кристалла в виде суммы синусоидальных потенциалов кристаллографических плоскостей состоит в том, что каждый синусоидальный периодический потенциал передает (и принимает) фиксированный импульс (равный вектору обратной решетки), т.е. дает один рассеянный (или отраженный) луч. Поэтому, выделив один из рассеянных лучей, можно создать экспериментальную ситуацию, когда существенна лишь одна система плоскостей, и потенциал кристалла при этом с высокой степенью точности можно считать синусоидальным. Исследуя сравнительные интенсивности большого числа отражений от кристалла, можно, в принципе, восстановить и вид точного потенциала.

3.3 Тепловые колебания атомов в решетке. Фактор Дебая–Уоллера

Теперь повторим вывод разложения потенциала кристалла по векторам обратной решетки более аккуратно, с учетом того, что в каждой элементарной ячейке может находиться несколько атомов разного типа, а также с учетом тепловых колебаний атомов в узлах решетки.

Итак, потенциал кристалла запишем в виде

$$V(\mathbf{r}) = \sum_a V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a). \quad (3.17)$$

Здесь мы полагаем, что в каждом узле кристаллической решетки может находиться несколько атомов. Это означает, что столько же атомов содержит элементарная ячейка, из которой трансляциями можно построить весь кристалл. Индексом i будем нумеровать атомы, относя-

щиеся к одной элементарной ячейке, а индексом n — сами элементарные ячейки, то есть координату \mathbf{r}_a любого атома в кристалле можно представить в виде

$$\mathbf{r}_a = \mathbf{r}_n + \mathbf{r}_i, \quad (3.18)$$

где \mathbf{r}_n определяются (3.1).

В силу трансляционной симметрии, потенциал можно разложить в ряд Фурье. Для удобства введем безразмерную величину $\mathcal{V}(\mathbf{r}) = 2mV(\mathbf{r})/\hbar^2k_e^2$, которая представляет собой отношение потенциальной энергии нейтрона в кристалле к кинетической энергии падающего на него нейтрона с начальным импульсом $\hbar\mathbf{k}_e$. Тогда

$$\frac{2mV(\mathbf{r})}{\hbar^2k_e^2} = \mathcal{V}(\mathbf{r}) = \sum_g e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} \mathcal{V}_g, \quad (3.19)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_g &= \frac{2m}{\hbar^2k_e^2} \int_{V=1} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r = \frac{2m}{\hbar^2k_e^2} \sum_a \int e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) d^3r = \\ &= \frac{2m}{\hbar^2k_e^2} \sum_a e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_a} \int V_a(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = \sum_{n(\text{ячейкам})} \left(\sum_{i(\text{ячейке})} \right) = \\ &= \frac{2m}{\hbar^2k_e^2} \sum_n e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_n} \left(\sum_i e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} \int V_i(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r \right) = \\ &= \frac{2mN_c}{\hbar^2k_e^2} \left(\sum_i e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} \int V_i(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r \right). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Здесь N_c — число элементарных ячеек в единице объема, мы учли также, что $\mathbf{g}\mathbf{r}_n = 2\pi n$, в силу уравнений Лауэ, и $V_{(n+i)}(\mathbf{r}) = V_i(\mathbf{r})$, в силу трансляционной инвариантности. С другой стороны, обозначив амплитуду рассеяния на отдельном атоме ячейки $f_i(\mathbf{g})$, будем иметь

$$\int V_i(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} d^3r = V_i(\mathbf{g}) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} f_i(\mathbf{g}).$$

В результате

$$\mathcal{V}_g = -\frac{2m}{\hbar^2k_e^2} \cdot \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c \sum_i e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}_i} f_i(\mathbf{g}) = -\frac{4\pi N_c}{k_e^2} F_g.$$

Величина F_g называется *структурной амплитудой* ячейки. Величина

$$\mathcal{F}_g = \sum_i e^{igr_i}$$

называется геометрическим структурным фактором. Она определяет степень подавления или усиления амплитуды рассеяния ячейкой, по сравнению с амплитудами рассеяния отдельными атомами ячейки, в результате их интерференции за счет разности фаз, обусловленной чисто геометрическим расположением атомов. Для каждого типа решетки существуют такие векторы \mathbf{g} , для которых $\mathcal{F}_g = 0$ (так называемые *законы погасания*). Это означает, что некоторые системы плоскостей совсем не отражают нейтронов (или отражают слабо), в силу такого расположения атомов в ячейке, при котором волны, рассеянные под заданным углом разными атомами ячейки, полностью гасят друг друга.

Мы рассмотрели случай, когда ядра атомов закреплены в узлах ячейки неподвижно. На самом деле они совершают тепловые колебания, т.е. меняют свои положения в пространстве, поэтому амплитуды гармоник потенциала нужно усреднить по этим положениям.

Обозначим \mathbf{u}_a смещение a -го атома из положения равновесия \mathbf{r}_a , тогда положение атома определится величиной $\mathbf{r}'_a = \mathbf{r}_a + \mathbf{u}_a$, и потенциал можно записать в виде

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{u}_a) = \sum_a V(\mathbf{r} - \mathbf{u}_a - \mathbf{r}_a).$$

Разложение в ряд Фурье будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{2m}{\hbar^2 k_e^2} V(\mathbf{r}, \mathbf{u}_a) = \sum_g e^{-igr} \mathcal{V}_g(\mathbf{u}_a),$$

где

$$\mathcal{V}_g(\mathbf{u}_a) = \frac{2m}{\hbar^2 k_e^2} \sum_a e^{ig\mathbf{u}_a} e^{igr_a} \int e^{igr} V_a(\mathbf{r}) d^3r.$$

Теперь это выражение нужно усреднить по тепловым колебаниям решетки. Для этой цели представим смещения каждого атома в виде суммы независимых гармонических колебаний около положения равновесия с различными частотами (т.е. разложим по нормальным модам колебаний), то есть

$$\mathbf{u}_a = \sum_{q>} (\mathbf{U}_q e^{i\mathbf{q}r_a} + \mathbf{U}_q^* e^{-i\mathbf{q}r_a}).$$

Тогда

$$e^{i\mathbf{g}\mathbf{u}_a} = e^{i\mathbf{g}(\sum_q)} = \prod_q e^{i\mathbf{g}(\mathbf{U}_q e^{i\mathbf{q}r} + \mathbf{U}_q^* e^{-i\mathbf{q}r})}.$$

В силу малости колебаний \exp можно разложить в ряд:

$$e^{i\mathbf{g}(\mathbf{U}_q e^{i\mathbf{q}r} + \mathbf{U}_q^* e^{-i\mathbf{q}r})} = 1 + i\mathbf{g}(\mathbf{U}_q e^{i\mathbf{q}r} + \mathbf{U}_q^* e^{-i\mathbf{q}r}) - |\mathbf{g}\mathbf{U}_q|^2 + \dots$$

При усреднении линейный член обращается в нуль, таким образом,

$$\langle |e^{i\mathbf{g}\mathbf{u}_a}| \rangle = \prod_q \{1 - |\mathbf{g}\mathbf{U}_q|^2\} = 1 - \sum_q |\mathbf{g}\mathbf{U}_q|^2 \simeq e^{-W_g},$$

где

$$W_g = \langle \sum_q |\mathbf{g}\mathbf{U}_q|^2 \rangle = \langle |\mathbf{g}\mathbf{u}_a|^2 \rangle.$$

Величина e^{-W_g} называется фактором Дебая-Уоллера. Таким образом,

$$\mathcal{V}_g = -\frac{4\pi N_c}{k_e^2} F_g,$$

где структурная амплитуда выглядит следующим образом:

$$F_g = \sum_i e^{-W_{ig}} f_i(\mathbf{g}) e^{i\mathbf{g}r_i}.$$

Фактор Дебая-Уоллера приводит к резкому уменьшению высших гармоник периодического потенциала кристалла с большими \mathbf{g} . Это имеет простой физический смысл. В результате колебаний атомов кристалла их потенциал (даже будучи δ -образным) "размазывается" по области шириной порядка средней амплитуды колебаний \bar{u}_a , а такой потенциал не может передавать импульсы большие, чем $\hbar g \sim \hbar/\bar{u}_a$. Это и отражает фактор Дебая-Уоллера. С другой стороны, его можно интерпретировать, как вероятность такого рассеяния нейтрона кристаллом, при котором импульс передается не конкретному ядру, а всему кристаллу в целом (безотдачное рассеяние), т.е. как вероятность рассеяния без добавочного возбуждения колебаний атомов (фононов)

в кристалле. Очевидно, вероятность такого рассеяния тоже убывает с ростом передачи импульса. Действительно, если энергия отдачи ядра (равная $\hbar^2 g^2 / 2M$) превосходит энергию связи атома в кристалле, то в этом случае атом с большой вероятностью будет вырываться из решетки, и рассеяние будет происходить, как на свободном ядре. Так что при больших передачах импульса связь между атомами становится несущественной.

Впервые фактор Дебая-Уоллера был введен при описании дифракции рентгеновских лучей. Точно таким же фактором определяется вероятность безотдачного излучения γ -кванта ядром (эффект Мессбауэра), только вместо переданного импульса $\hbar g$ в него будет входить импульс γ -кванта $\hbar k$. В этом случае он называется фактором Лэмба-Мессбауэра.

3.4 Уравнения динамической теории дифракции

Итак, пусть нейтроны падают на кристалл через плоскую границу (рис. 3.3), \mathbf{n} — нормаль к этой границе, направленная внутрь кристалла.

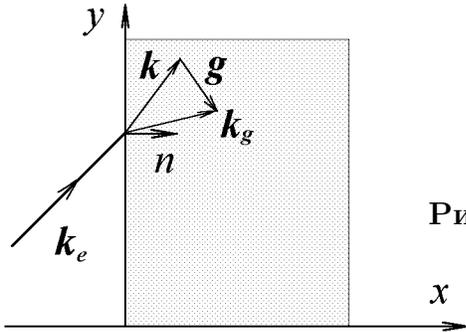


Рис. 3.3. Падение нейтрона на плоскую границу

Если начало координат поместить в этой плоскости, то ее уравнение будет иметь вид $\mathbf{n}\mathbf{r} = 0$.

Волновую функцию нейтрона в вакууме запишем, как обычно, в виде плоской волны:

$$\psi_i = e^{i\mathbf{k}_e \mathbf{r}}. \quad (3.21)$$

Волновая функция нейтрона внутри кристалла удовлетворяет уравне-

нию Шредингера:

$$\frac{1}{k_e^2} \nabla^2 \Psi + \left(1 - \frac{2mV(\mathbf{r})}{\hbar^2 k_e^2} \right) \psi = 0, \quad (3.22)$$

где

$$\frac{2mV(\mathbf{r})}{\hbar^2 k_e^2} = \mathcal{V}(\mathbf{r}) = \sum_g e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \mathcal{V}_g. \quad (3.23)$$

Волновую функцию нейтрона внутри кристалла можно искать в виде суперпозиции прямой волны и волн, отраженных от всевозможных систем кристаллографических плоскостей (это будет разложением волновой функции по векторам обратной решетки). Поскольку каждая система плоскостей передает соответствующий импульс \mathbf{g} , то эта суперпозиция будет иметь вид

$$\psi_{k_0} = \sum_{g',s} u_{g's} e^{i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')\mathbf{r}} |s\rangle, \quad (3.24)$$

где k_0 – волновой вектор нейтрона в кристалле. Подстановка (3.24) в (3.22) дает

$$\sum_{g's} \left[1 - \frac{(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2}{k_e^2} \right] u_{g's} e^{i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')\mathbf{r}} |s\rangle - \sum_{gg's} \mathcal{V}_g u_{g's} e^{i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}' + \mathbf{g})\mathbf{r}} |s\rangle = 0. \quad (3.25)$$

Переход к суммированию по $\mathbf{g}'' = \mathbf{g}' + \mathbf{g}$ во втором слагаемом (и, соответственно, замена $\mathbf{g}' = \mathbf{g}'' - \mathbf{g}$) приводит к следующей алгебраической системе уравнений для амплитуд u_{gs} :

$$\left[1 - \frac{(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2}{k_e^2} \right] u_{g's} - \sum_g \mathcal{V}_g u_{g'-g,s} = 0. \quad (3.26)$$

Это есть основные уравнения динамической дифракции. Из условия разрешимости данной системы линейных однородных уравнений и из граничных условий определяется набор допустимых в кристалле волновых векторов k_0 , с которыми нейтронная волна может распространяться в кристалле.

Эта система аналогична системе уравнений, описывающих многоуровневую систему состояний $|\mathbf{k}_g\rangle \equiv |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}\rangle$ с невозмущенными энергиями $E_g = \hbar^2 \mathbf{k}_g^2 / 2m$. Периодический потенциал вызывает переходы

между этими невозмущенными уровнями, причем матричные элементы этих переходов равны амплитудам соответствующих гармоник потенциала. Каждая гармоника связывает два состояния с импульсами, отличающимися на вектор обратной решетки. Заметим, что амплитуда отраженной волны $u_{g's}$ не очень мала, когда коэффициент при ней близок к нулю, что выполняется вблизи условия Брэгга. С другой стороны, близость к условию Брэгга означает близость энергий состояний $|\mathbf{k}_0\rangle$ и $|\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}'\rangle$ с волновыми векторами \mathbf{k}_0 и $\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}'$,

$$k_e^2 \approx k_0^2 \approx |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}'|^2,$$

что приводит к сильному перемешиванию уровней, а это и означает появление сильной отраженной волны. Таким образом, здесь мы подошли к проблеме дифракции с другой стороны.

Решение секулярного уравнения можно существенно упростить, если учесть граничные условия, которые требуют непрерывности волновой функции и ее градиента на границе $(\mathbf{n}\mathbf{r}) = 0$. Так как волновая функция как в вакууме, так и в среде состоит из плоских волн, непрерывность волновой функции можно обеспечить только в том случае, если все экспоненты совпадают в любой точке границы. Это возможно, только когда тангенциальные компоненты волновых векторов совпадают. То есть когда

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_e + \Delta \cdot \mathbf{n}.$$

Меняться может только нормальная компонента. Это также следует из связи между однородностью пространства и сохранением импульса.

Тангенциальные составляющие волновых векторов в отраженных волнах отличаются от \mathbf{k}_{et} на величину тангенциальных составляющих векторов обратной решетки. Еще укажем, что непрерывность волновой функции на границе и неизменность тангенциальной составляющей волнового вектора гарантируют непрерывность тангенциальной составляющей градиента. Тем самым, граничные условия сводятся к непрерывности на границе волновой функции и нормальной составляющей ее градиента.

В дальнейшем мы подробнее остановимся на следующих двух случаях.

Нейтронная оптика. Когда направление падающего на кристалл нейтрона не совпадает с брэгговским ни для одной из систем кристаллографических плоскостей, то в кристалле, как следует из системы (3.26), существенна только одна — прямая волна. Если пренебречь всеми отраженными волнами в (3.26), то в таком (*одноволновом*) приближении система сводится к одному уравнению:

$$\left[1 - \frac{k_0^2}{k_e^2} - \mathcal{V}_0\right] u_0 = 0. \quad (3.27)$$

Здесь и далее для простоты мы будем опускать спиновый индекс s . Решение этого уравнения определяет допустимую в кристалле величину волнового вектора нейтрона, т.е., другими словами, величину среднего коэффициента преломления n кристалла для нейтронов (подробнее о связи коэффициента преломления с амплитудой рассеяния см. [1, 2]):

$$n^2 \equiv \frac{k_0^2}{k_e^2} = 1 - \mathcal{V}_0 = 1 + \frac{4\pi N_c}{k_e^2} F_0. \quad (3.28)$$

Это уравнение эквивалентно уравнению Шредингера для нейтрона, движущегося в постоянном усредненном потенциале кристалла, который в точности совпадает с нулевой гармоникой его разложения V_0 . Действительно,

$$V_0 = \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m} \mathcal{V}_0 = N_c \int [\sum_i V_i(\mathbf{r})] d^3r = \frac{1}{\Omega_c} \int [\sum_i V_i(\mathbf{r})] d^3r \equiv \bar{V}. \quad (3.29)$$

Поэтому одноволновое приближение, учитывающее только взаимодействие нейтрона со средним потенциалом вещества, описывает нейтронную оптику как в аморфной среде, так и в кристалле. Влияние кристаллической структуры можно учесть по теории возмущений.

Действительно, перепишем (3.26) в виде

$$[k_e^2 - (\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2] u_{g'} - \sum_g k_e^2 \mathcal{V}_g u_{g'-g} = 0,$$

или, выделяя из суммы слагаемое с $g = 0$,

$$[k_e^2 - (\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2] u_{g'} - k_e^2 \mathcal{V}_0 u_{g'} - \sum_{g \neq 0} k_e^2 \mathcal{V}_g u_{g'-g} = 0.$$

В результате получим

$$[k_0^2 - (\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2] u_{g'} = \sum_{g \neq 0} U_g u_{g'-g},$$

где $k_0^2 = k_e^2(1 - \mathcal{V}_0)$, $U_g = k_e^2 \mathcal{V}_g$. Положив в качестве начального приближения $u_g = \delta_{0g}$, для амплитуд волн, отраженных всевозможными кристаллографическими плоскостями, в первом порядке теории возмущений получим $u_{g'} = U_{g'}/[k_0^2 - (\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}')^2]$.

Таким образом, волновая функция нейтрона в кристалле, распространяющегося в направлениях, далеких от брэгговских, в первом порядке теории возмущений запишется в следующем виде:

$$\psi = e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + \sum_g \frac{U_g}{k_0^2 - k_g^2} e^{i\mathbf{k}_g \mathbf{r}} \equiv e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} \left[1 - \sum_g \frac{U_g}{2\Delta_g} e^{i\mathbf{g} \mathbf{r}} \right],$$

где $\mathbf{k}_g = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}$, $\Delta_g = (k_g^2 - k_0^2)/2$ — параметр отклонения от условия Брэгга для системы плоскостей \mathbf{g} . Для распределения плотности нейтронов в кристалле будем иметь

$$|\psi|^2 = 1 - \sum_g \frac{|U_g|}{\Delta_g} \cos(\mathbf{g} \mathbf{r} + \phi_g).$$

Следовательно, в зависимости от знака Δ_g , т.е. от того, какое направление имеет волновой вектор нейтрона относительно вектора обратной решетки кристалла, происходит концентрация нейтронов либо вблизи максимумов ядерного потенциала, либо вблизи минимумов (см. выражение для потенциала (3.12)). Это, в свою очередь, приводит к небольшому изменению кинетической энергии нейтронов (т.е. к зависимости коэффициента преломления от энергии нейтрона и его направления движения в кристалле) при приближении к условиям Брэгга.

Из приведенных выражений следует, что при приближении к точному условию Брэгга ($\Delta_g \rightarrow 0$) для плоскостей \mathbf{g} амплитуда "отраженной" этой системой волны неограниченно возрастает, так что пользоваться теорией возмущений становится нельзя уже при $\Delta_g \simeq |U_g|$. Точное выполнение условия Брэгга ($\Delta_g = 0$) соответствует тому, что уровень с энергией нейтрона E_k становится

двукратно вырожденным, ему будут отвечать два состояния с импульсами $\hbar\mathbf{k}_0$ и $\hbar(\mathbf{k}_0 + \mathbf{g})$. Амплитуды этих состояний становятся сравнимыми по величине, и нужно решать двухуровневую задачу, так называемое двухволновое приближение динамической теории дифракции.

Двухволновая дифракция. Если падающая нейтронная волна имеет направление, близкое к брэгговскому для одной системы плоскостей, характеризуемой вектором \mathbf{G} , то в этом случае внутри кристалла существенны две волны с волновыми векторами \mathbf{k}_0 и $\mathbf{k}_G = \mathbf{k}_0 + \mathbf{G}$, и уравнения (3.26) принимают вид

$$\begin{aligned} \left[1 - \frac{k_0^2}{k_e^2} - \mathcal{V}_0\right] u_0 - \mathcal{V}_{-G} u_G &= 0, \\ \left[1 - \frac{(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G})^2}{k_e^2} - \mathcal{V}_0\right] u_G - \mathcal{V}_G u_0 &= 0. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Условие разрешимости этой системы однородных уравнений (равенство $\det = 0$) имеет вид

$$\left(n^2 - \frac{k_0^2}{k_e^2}\right) \left[n^2 - \frac{(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G})^2}{k_e^2}\right] - |\mathcal{V}_G|^2 = 0. \quad (3.31)$$

Оно определяет допустимый набор волновых векторов k_0 в кристалле и в обратном пространстве (т.е. пространстве волновых векторов) описывает так называемую *дисперсионную* (изоэнергетическую) поверхность. Двухволновая дифракция – это наиболее частый (и простой) случай, реализуемый при рассеянии нейтронов толстыми кристаллами. Она имеет большое число применений для различного рода точных измерений.

3.4.1 Нейтронная оптика

Если направление падения нейтронной волны таково, что условию Брэгга не удовлетворяет ни одна из систем плоскостей, то нейтрон взаимодействует в основном только с усредненным потенциалом кристалла, т. е. существенна только нулевая гармоника разложения по-

тенциала по векторам обратной решетки V_0 . Она определяет коэффициент преломления нейтрона в кристалле, который можно связать с амплитудой рассеяния вперед:

$$n^2 = \frac{k_0^2}{k_e^2} = 1 - \mathcal{V}_0 = 1 + \frac{4\pi}{k_e^2} \sum_i N_i f_i(0), \quad (3.32)$$

где N_i — число атомов разного типа в единице объема. А поскольку такая амплитуда связывает только состояния с одинаковым направлением импульса, то естественно, что внутри кристалла распространяется только одна волна с амплитудой u_0 .

Итак, пусть из вакуума на кристалл падают нейтроны с импульсом $\hbar k_e$. Как мы говорили, при пересечении границы может измениться только нормальная составляющая импульса (граница может передавать только нормальный к ней импульс), тогда внутри кристалла волновой вектор нейтрона k_0 можно представить в виде

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_e + \Delta \cdot \mathbf{n}. \quad (3.33)$$

Подставляя его в (3.32), получим

$$k_e^2 + 2\Delta(\mathbf{k}_e \mathbf{n}) + \Delta^2 = k_e^2 - k_e^2 \mathcal{V}_0.$$

В результате имеем квадратное уравнение относительно величины Δ :

$$\Delta^2 + 2\Delta(\mathbf{k}_e \mathbf{n}) + k_e^2 \mathcal{V}_0 = 0$$

или

$$\frac{\Delta^2}{k_e^2} + 2\frac{\Delta}{k_e} \gamma_e + \mathcal{V}_0 = 0, \quad (3.34)$$

где

$$\gamma_e = \frac{\mathbf{k}_e \mathbf{n}}{k_e} = \cos \theta,$$

θ — угол падения нейтрона (т.е. угол между направлением его импульса и нормалью к границе). Решение имеет вид

$$\frac{\Delta_{\pm}}{k_e} = -\gamma_e \pm \sqrt{\gamma_e^2 - \mathcal{V}_0} = -\gamma_e \pm \gamma_e \sqrt{1 - \frac{\mathcal{V}_0}{\gamma_e^2}} \equiv -\gamma_e(1 \mp \beta),$$

где

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{\mathcal{V}_0}{\gamma_e^2}}.$$

В результате

$$\Delta_{\pm} = -k_e \gamma_e (1 \mp \beta) = -\mathbf{k}_e \mathbf{n} \pm \beta \mathbf{k}_e \mathbf{n},$$

так что, проецируя вектор \mathbf{k}_0 (3.33) на \mathbf{n} , для нормальной составляющей волнового вектора в кристалле получаем

$$\mathbf{k}_{0\pm} \mathbf{n} = \mathbf{k}_e \mathbf{n} + \Delta_{\pm} = \pm \beta \mathbf{k}_e \mathbf{n} = \pm \beta k_e \gamma_e,$$

т.е. два решения, отличающиеся знаком. Знак „минус“ соответствует волне, распространяющейся в сторону границы. Это может быть только волна, отраженная от второй границы, если кристалл имеет конечную толщину.

Таким образом, общее решение для нейтронной волновой функции внутри кристалла имеет вид

$$\psi = c_1 e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} + c_2 e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}}.$$

Амплитуды c_1 и c_2 определяются из граничных условий.

3.4.2 Отражение и преломление в полубесконечном кристалле

Поскольку на границе кристалла может произойти отражение нейтронной волны, то волновая функция нейтрона в вакууме имеет вид:

$$e^{i\mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r}} + \sqrt{r} e^{i\mathbf{k}'_e \cdot \mathbf{r}},$$

где r — коэффициент отражения, \mathbf{k}'_e — волновой вектор отраженной волны, причем, в силу закона сохранения энергии $|\mathbf{k}'_e| = |\mathbf{k}_e|$. Поскольку вдоль границы имеется трансляционная инвариантность (пространство в этом направлении однородно), то тангенциальная составляющая импульса сохраняется, и может меняться только его нормальная компонента, т.е. $\mathbf{k}_{et} = \mathbf{k}'_{et}$; тогда $\mathbf{k}'_e \mathbf{n} = -\mathbf{k}_e \mathbf{n}$. Из двух волн внутри

кристалла условию на бесконечности удовлетворяет только волна, для которой $\mathbf{k}_0 \mathbf{n} > 0$, то есть решение с \mathbf{k}_{0+} . Запишем его как

$$\psi = ce^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}}.$$

Амплитуды отраженной и преломленной волн определяются из граничных условий на плоскости $\mathbf{n} \mathbf{r} = 0$. Представив вектор \mathbf{k}_0 в виде $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{0t} + \mathbf{k}_{0n}$, из непрерывности волновой функции на границе получим

$$e^{i\mathbf{k}_e \mathbf{r}} + \sqrt{r} e^{i\mathbf{k}'_e \mathbf{r}} = ce^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}}.$$

Это условие должно выполняться для всех точек \mathbf{r} границы, что возможно только при равенстве всех тангенциальных составляющих импульсов (это и есть доказательство этого равенства). Поэтому будем иметь: $1 + \sqrt{r} = c$. Аналогично из непрерывности нормальной составляющей градиента (непрерывность тангенциальной составляющей при этом будет автоматически обеспечена непрерывностью волновой функции и равенством тангенциальных составляющих волновых векторов) следует:

$$\mathbf{k}_e \mathbf{n} + \sqrt{r} (\mathbf{k}'_e \mathbf{n}) = c \mathbf{k}_0 \mathbf{n} = c \beta \mathbf{k}_e \mathbf{n}.$$

В результате, учитывая, что $\mathbf{k}'_e \mathbf{n} = -\mathbf{k}_e \mathbf{n}$, получим простую систему уравнений для определения амплитуд отраженной и проходящей волн:

$$1 + \sqrt{r} = c,$$

$$1 - \sqrt{r} = \beta c.$$

Откуда для коэффициента отражения r и величины $|c|^2$ будем иметь

$$r = \left| \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right|^2 \quad (3.35)$$

и

$$|c|^2 = \left| \frac{2}{1 + \beta} \right|^2. \quad (3.36)$$

Полный поток падающей волны должен равняться сумме потоков отраженной и прошедшей волн, поскольку полное число нейтронов должно сохраняться. Проверим это обстоятельство. Обозначим через D ширину области на границе, на которую падает нейтронный пучок, при

этом сечение падающего и отраженного пучков будет определяться величиной угла падения $D \cos \theta = D(\mathbf{k}_e \mathbf{n})/k_e$, а сечение прошедшего пучка — углом преломления, т.е. $D \cos \theta_0 = D(\mathbf{k}_0 \mathbf{n})/k_0$. Полный поток нейтронов, например в падающем пучке, равен

$$J_e = \frac{\hbar k_e}{m} \cdot D \frac{(\mathbf{k}_e \mathbf{n})}{k_e} = \frac{\hbar(\mathbf{k}_e \mathbf{n})}{m} D.$$

Аналогично, в прошедшем:

$$J_0 = |c|^2 \frac{\hbar k_0}{m} \cdot D \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{n}}{k_0} = |c|^2 \frac{\hbar \mathbf{k}_0 \mathbf{n}}{m} D.$$

То есть полный поток нейтронов, проходящих через некоторую площадку на границе кристалла, определяется только нормальной компонентой волнового вектора. Таким образом, действительно

$$\frac{\hbar k_{en}}{m} = r \frac{\hbar k_{en}}{m} + |c|^2 \frac{\hbar k_{0n}}{m} = \frac{\hbar k_{en}}{m} (r + \beta |c|^2), \quad (3.37)$$

поскольку, как нетрудно проверить,

$$r + \beta c^2 = 1. \quad (3.38)$$

Тангенциальное движение нейтронов можно совсем исключить из рассмотрения путем перехода в систему отсчета, движущуюся параллельно границе с тангенциальной скоростью нейтрона, поскольку эта составляющая скорости постоянна.

При $\beta = \sqrt{1 - \mathcal{V}_0/\gamma_e^2} = 0$ нормальная составляющая волнового вектора нейтрона обращается в нуль, то есть нейтрон перестает распространяться вглубь среды, двигаясь вдоль ее границы. Коэффициент отражения становится равным 1. Это условие определяет критический угол падения нейтрона, при котором начинается полное отражение нейтрона (критический угол полного отражения), которое вполне аналогично полному внутреннему отражению света при переходе из оптически более плотной в менее плотную оптически среду. Для нейтрона "оптическая" плотность среды (по отношению к вакууму) определяется знаком амплитуды рассеяния. Вещество, для которого длины рассеяния положительны (амплитуды отрицательны), как мы увидим, представляют оптически менее плотную, по сравнению с вакуумом,

среду. Поэтому полное отражение в этом случае будет иметь место при падении нейтронов из вакуума на среду.

Итак, начиная с некоторого направления падения, нейтроны будут полностью отражаться кристаллом ($r = 1$). Из условия $\beta = \sqrt{1 - \mathcal{V}_0/\gamma_e^2} = 0$, определяющего критический угол падения θ_c , следует:

$$\gamma_e^2 \equiv \cos^2 \theta = \mathcal{V}_0.$$

Это условие имеет простой физический смысл. Оно означает, что полное отражение наступает тогда, когда "поперечная" энергия падающего на кристалл нейтрона (соответствующая нормальному к границе движению) становится меньше среднего потенциала вещества $\hbar^2 k_{en}^2/2m = \hbar^2 k_e^2 \cos^2 \theta/2m \leq V_0$. При этом нормальная компонента волнового вектора становится мнимой и волна начинает затухать вглубь кристалла.

Действительно, при $\gamma_e < \gamma_{ec} = \mathcal{V}_0$ имеем

$$(\mathbf{k}_0 \mathbf{n}) = k_{0n} \beta = k_e \gamma_e \sqrt{1 - \frac{V_0}{\gamma_e^2}} = \frac{i}{L},$$

то есть волновая функция начинает затухать по мере проникновения нейтрона вглубь кристалла:

$$\psi = e^{\mathbf{k}_e \mathbf{r} - \mathbf{n} \mathbf{r}/L}.$$

Глубину затухания (или проникновения нейтрона в кристалл) можно определить как L :

$$L = \frac{1}{k_e \gamma_e |\beta|}.$$

Эти результаты можно переписать в привычных оптических обозначениях, введя коэффициент преломления $n = k_0/k_e$ и скользкий угол падения $\tilde{\theta} = \pi/2 - \theta$.

В этих обозначениях

$$r = \frac{|(n^2 - \cos^2 \tilde{\theta})^{1/2} - \sin \tilde{\theta}|}{|(n^2 - \cos^2 \tilde{\theta})^{1/2} + \sin \tilde{\theta}|} \quad (3.39)$$

и

$$L = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{|n^2 - \cos^2 \tilde{\theta}|}}. \quad (3.40)$$

Критический угол полного отражения, соответственно, будет определяться величиной коэффициента преломления вещества для нейтронов

$$\cos \tilde{\theta}_c = n. \quad (3.41)$$

Вспоминая, что

$$n^2 = 1 - \mathcal{V}_0 = 1 + \frac{4\pi N_c}{k_e^2} F_0 = 1 + \frac{4\pi N_c}{k_e^2} \sum_i f_i(0),$$

и учитывая, что $k_e = \frac{2\pi}{\lambda}$, и, переходя от амплитуд к длинам рассеяния, для коэффициента преломления, обусловленного ядерным рассеянием, можно написать:

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_i N_i a_i.$$

Так что

$$\sin^2 \tilde{\theta}_c = 1 - \cos^2 \tilde{\theta}_c = 1 - n^2 = \mathcal{V}_0$$

определяется средним потенциалом кристалла, отнесенным к кинетической энергии нейтрона.

Как мы говорили, типичные длины рассеяния порядка размера ядра, т.е. $a \sim 10^{-12}$ см, тогда для моноатомного кристалла (вещества) будем иметь

$$\mathcal{V}_0 = \frac{\lambda^2}{\pi} N a \approx \frac{\lambda^2 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-12} \text{ см}}{\pi \text{ см}^3} \approx \frac{\lambda^2 \cdot 10^{11}}{\pi \text{ см}^2}.$$

Для нейтронов с длиной волны $\lambda \sim 0,1 \text{ \AA}$, т.е. $\sim 10^{-9}$ см получим

$$\mathcal{V}_0 \approx 10^{-18} \cdot 10^{11} \sim 10^{-7},$$

так что

$$\theta_c \approx \sin \tilde{\theta}_c = \sqrt{\mathcal{V}_0} \sim 0,3 \cdot 10^{-3},$$

т.е. углы полного отражения для тепловых нейтронов имеют порядок нескольких минут.

Теперь зададимся вопросом, для каких длин волн полное отражение возможно при любых углах, т.е. $\theta_c = \frac{\pi}{2}$. Это произойдет при $n = 0$, т.е. при $\mathcal{V}_0 = 1$. Другими словами, при кинетических энергиях нейтрона, меньших величины потенциала вещества, нейтроны не могут проникнуть вглубь вещества и полностью отражаются от стенки.

Граничная энергия нейтронов определяется

$$E_c = V_0 = \mathcal{V}_0 \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m} = \frac{4\pi N}{k_e^2} a \cdot \frac{\hbar^2 k_e^2}{2m} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} Na,$$

откуда легко получить выражение и для граничной длины волны нейтрона

$$\frac{\hbar^2 4\pi^2}{2m\lambda_c^2} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} Na,$$

т.е.

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{\pi}{Na}}.$$

Поскольку $N \approx 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $a \approx 10^{-12} \text{ см}$, то $\lambda^2 \approx \pi \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, и типичная величина граничной длины волны

$$\lambda_c \approx 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 600 \text{ \AA}.$$

Заметим, что $N = N_A \rho / A$, где ρ — плотность вещества, A — массовое число, N_A — число Авогадро, $N_A \approx 6,02 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

Нейтроны с длиной волны, большей граничной, называются *ультрахолодными* (УХН), их длина волны имеет тот же порядок, что и длина волны обычного света. Они обладают замечательным свойством, если их поместить в сосуд, то они могут, в принципе, храниться в нем сколько угодно долго (в течение всего времени жизни). Если для тепловых нейтронов с длиной волны $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ скорость равна $v \approx 4 \cdot 10^5 \text{ см/с} = 4000 \text{ м/с}$, то для ультрахолодных с $\lambda \approx 600 \text{ \AA}$ получим $v \approx 6,7 \text{ м/с}$. Этой скорости соответствует энергия ультрахолодных нейтронов $E_c \sim 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$. Их можно накапливать в сосуде (полости), если поместить полость на пути пучка нейтронов, например, из реактора (рис. 3.4). Значения граничных энергий, длин волн и скоростей для некоторых веществ приведены в таблице 3.1.

3.5 Ультрахолодные нейтроны

Впервые идея о возможности хранения ультрахолодных нейтронов в полости за счет полного внешнего отражения была высказана Я.Б. Зельдовичем в 1959 г. [3], он также предложил использовать их для прямого измерения времени жизни нейтрона. До 1974 г. в литературе часто

называли ультрахолодными нейтроны с энергиями $E < 10^{-4}$ эВ. В 1974 г. на 2-й Международной школе по нейтронной физике в Алуште И.М. Франком и А. Штайерлом [4] было предложено разделить эту область на две:

- очень холодные нейтроны: $E < 10^{-4}$ эВ,
- ультрахолодные нейтроны: $E < 10^{-7}$ эВ.

С тех пор такая классификация нейтронов стала общепринятой.

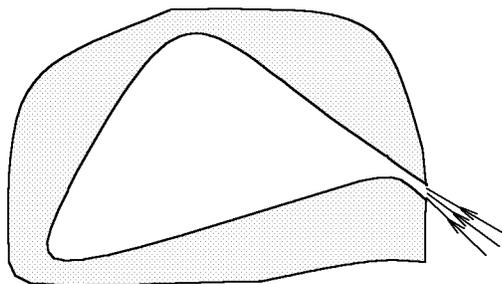


Рис. 3.4. Быстрые нейтроны пройдут полость насквозь, ультрахолодные же будут накапливаться внутри полости

Таблица 3.1. Граничные энергии, скорости и длины волн для некоторых веществ

Элемент	ρ г/см ³	$a_{сог}$ 10 ⁻¹² см	λ_c Å	E_c 10 ⁻⁷ эВ	v_c м/с
Бериллий	1,80	0,78	580	2,4	6,8
ВеО	2,90		558	2,62	7,1
Графит	2,0	0,66	687	1,73	5,75
D ₂ O	1,105		702	1,66	5,6
Алюминий	2,70	0,35	1230	0,54	3,2
Железо	7,86	0,96	620	2,1	6,3
Медь	8,92	0,79	698	1,72	5,7
Цинк	7,14	0,59	900	1,02	4,4
Свинец	11,34	0,96	969	0,82	4,1

В 1968 г. Ф.Л. Шапиро предложил использовать УХН для поиска электрического дипольного момента нейтрона [5]. В том же году его группа получила первые УХН на импульсном реакторе ИБР-1 в ОИЯИ (г. Дубна, Россия), и, практически одновременно, ультрахолодные нейтроны зарегистрировал А. Штайерл на стационарном ре-

акторе в Мюнхене. Однако плотности потоков первых пучков УХН составляли $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (что соответствует плотности нейтронов $\sim 10^{-6} \text{ н/см}^3$). Ультрахолодных нейтронов было слишком мало для проведения таких экспериментов, как поиск ЭДМ нейтрона или измерение его времени жизни. Причина в следующем. В ядерном реакторе за счет столкновений с атомами замедлителя (это может быть графит или обычная вода) нейтроны находятся в тепловом равновесии с веществом замедлителя, и их спектр приблизительно является максвелловским. Большинство нейтронов имеют энергию вблизи kT . Отношение же плотности потока нейтронов со скоростями меньшими v_c к полной плотности потока (при $mv_c^2/2 \ll kT$) составляет величину (см. [6])

$$\xi \approx \frac{1}{8} \left(\frac{mv_c^2}{kT} \right)^2.$$

При $kT \approx 0,025 \text{ эВ}$ ($T = 300 \text{ К}$) и $v_c \approx 6 \text{ м/с}$ доля УХН в потоке тепловых нейтронов составит всего $\xi \approx 10^{-11}$.

Уменьшая величину kT , мы тем самым увеличиваем долю УХН в полном потоке нейтронов. Однако с уменьшением средней энергии нейтронов (например, при охлаждении замедлителя) увеличивается их длина волны, и, когда длина волны становится больше среднего расстояния между атомами (или молекулами) замедлителя (несколько ангстрем), замедлитель становится „прозрачным“ для нейтронов, нейтроны перестают замедляться за счет столкновений с отдельными атомами, термализация практически прекращается. Дальнейшее замедление нейтронов происходит за счет возбуждения фононов и других коллективных мод в замедлителе. Даже использование жидкого водорода и дейтерия для охлаждения и наиболее эффективного получения ультрахолодных нейтронов приводит лишь к сравнительно небольшому уменьшению kT .

С 1968 г. началось стремительное развитие методик получения интенсивных пучков УХН. Большую роль в развитии источников УХН сыграл Петербургский институт ядерной физики (ПИЯФ РАН, г. Гатчина). Здесь был разработан и изготовлен жидководородный источник, который на реакторе средней мощности (с плотностью потока тепловых нейтронов $\sim 10^{14} \text{ н/с}\cdot\text{см}^2$) дал рекордный выход УХН. Схе-

ма универсального источника холодных и ультрахолодных нейтронов ПИЯФ приведена на рис. 3.5. Поток УХН, полученный на универсальном канале, составил $2,5 \cdot 10^5$ н/с (плотность потока $\sim 0,6 \cdot 10^4$ н/с·см² для каждого из пучков нейтронотводной системы УХН).

Начиная с середины 70-х годов, в течение десятилетия плотность УХН была максимальной на реакторе ВВР-М в Гатчине [7, 8], и только с запуском в Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, г. Гренобль, Франция) источника УХН на высокопоточном реакторе HFR (с плотностью потока тепловых нейтронов $\sim 10^{15}$ н/с·см²) плотность УХН в Гатчине стала уступать ему в несколько раз из-за различия исходных потоков тепловых нейтронов. До недавнего времени только в Гренобле и Гатчине имелись достаточно интенсивные источники УХН, на которых были получены рекордные по точности результаты измерения ЭДМ нейтрона и его времени жизни.

Созданный в Гатчине источник с универсальной нейтронотводной системой позволил получить, кроме УХН, холодные поляризованные нейтроны, что было очень важно для проведения экспериментов по измерению корреляционных коэффициентов при бета-распаде поляризованных нейтронов. Удалось получить плотность потока поляризованных холодных нейтронов в 5 раз выше, а полный поток — в 15 раз выше, чем в ИЛЛ. Достигнутый в ПИЯФ результат $1,8 \cdot 10^9$ н/с·см² остался наилучшим и после создания в ИЛЛ нового поляризованного пучка для фундаментальных исследований (PF1).

В настоящее время планируется создать ряд новых источников УХН: в Гатчине — жидководородный, на строящемся высокопоточном реакторе ПИК, твердодейтериевые — в Мюнхене на только что запущенном реактре FRM-2, а также в Швейцарии, Америке и Японии на так называемых спаллейшн-источниках нейтронов, основанных на выбивании нейтронов из тяжелых мишеней интенсивным пучком протонов от сильноточного ускорителя. Например, в Институте Пауля–Шерера в Швейцарии для спаллейшн-источника (SINQ) используется ускоритель, где протоны (с током в пучке, достигающем 1,8 мА, т.е. $\approx 10^{16}$ протонов/с) разгоняются до энергии 590 МэВ. Сначала этот пучок проходит через мезонообразующую мишень из углерода, где часть энергии и протонов уходит на производство мезонов, из которых форми-

руются довольно интенсивные пучки пи-мезонов и мюонов для исследований с ними (поэтому такие ускорители называются мезонными фабриками). Оставшийся пучок с током 1,3 мА и энергией протонов ≈ 570 МэВ (мощность в пучке $\approx 0,74$ МВт) падает на мишень из свинца, где каждый протон выбивает около 10 быстрых нейтронов, которые затем замедляются в тяжеловодном замедлителе. В результате получается источник тепловых нейтронов с плотностью потока $\approx 10^{14}$ н/с·см², приблизительно такой же, как в реакторе средней мощности. Для дальнейшего замедления нейтронов и получения наибольшего выхода УХН используется твердый дейтерий. Следует отметить, что именно ученые ПИЯФ показали реальную возможность использования твердого дейтерия для существенного увеличения выхода УХН [9, 10] и явились инициаторами и одними из основных разработчиков нового типа источников УХН, создающихся сейчас на мезонных фабриках в Лос-Аламосе (США) и Швейцарии.

Заметим, что нейтроны, выходящие из вещества, не могут содержать в своем спектре энергий меньших E_c , поскольку будут ускорены на границе. Из графитового замедлителя, например, будут выходить нейтроны со спектром, обрезанным снизу значением $1,94 \cdot 10^{-7}$ эВ (650 Å). При $E_{c1} > E_{c0}$ в полости (расположенной на том же уровне) будут накапливаться нейтроны с $E_{c0} < E < E_{c1}$. Таким образом, если замедлитель графитовый, то для такой полости могут быть использованы только бериллий и железо. Причем длины волн нейтронов, накапливаемых в полости, будут лежать в следующих пределах:

- для Be от 580 Å до 650 Å ($6,1 \div 6,8$ м/с),
- для Fe от 620 Å до 650 Å ($6,3 \div 6,8$ м/с).

Обычно ловушки УХН располагают на несколько метров выше уровня источника нейтронов, используя дополнительное замедление в гравитационном поле, в этом случае вещество замедлителя становится несущественным. Заметим, что гравитационный потенциал высотой 1 м соответствует граничной энергии нейтрона $2 \cdot 10^{-7}$ эВ и скорости 4,4 м/с.

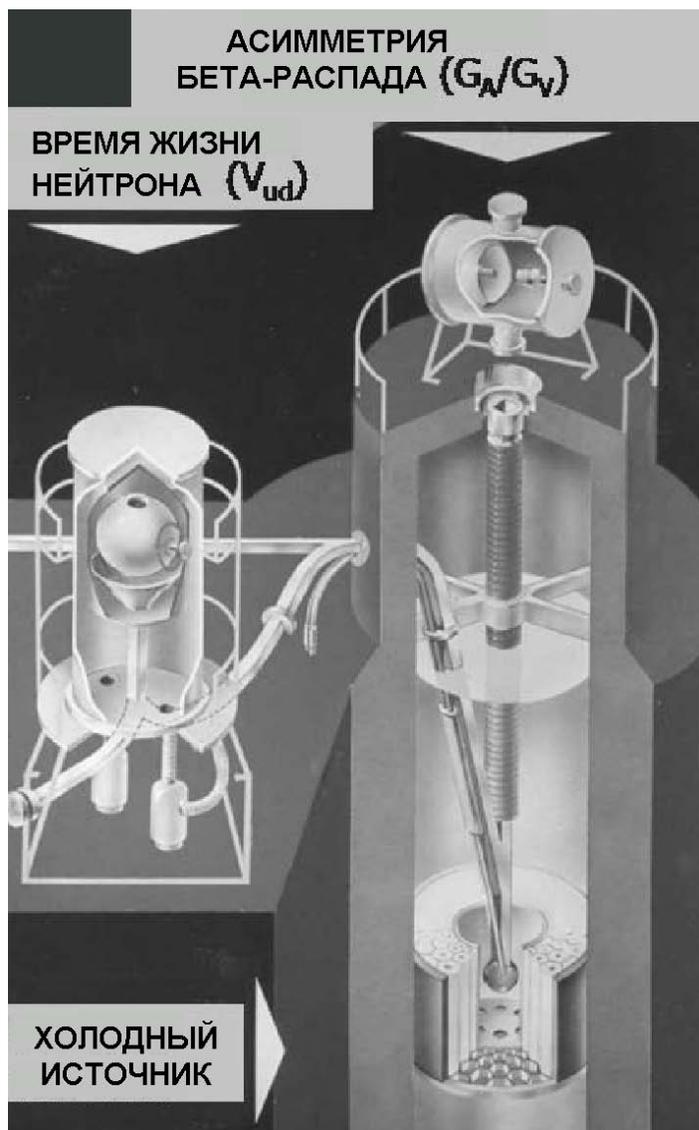


Рис. 3.5. Реальный универсальный жидководородный источник холодных и ультрахолодных нейтронов а на реакторе ВВР-М в Гатчине [7, 8] (рис. А.П. Сереброва — одного из его создателей.) По двум изогнутым нейтроноводам УХН поступают в установки для измерения ЭДМ нейтрона и его времени жизни (нейтроны с энергией выше критической пройдут сквозь стенку нейтроновода за его пределы). Слева в сферической полости с отверстием (гравитационной ловушке) накапливаются УХН для измерения времени жизни нейтрона

Таблица 3.2 Хронология измерений времени жизни нейтрона. Эксперименты проводились пучковым методом на пучках холодных нейтронов (ХН) и методом хранения УХН в ловушках

N	Время жизни τ_n [s]	Метод	Ссылка/год
1	$885,4 \pm 0,9 \pm 0,4$	Хранение УХН	С. Арзуманов и др., 2000 [11]
(1a)	$885,4 \pm 1,2$	Хранение УХН	С. Арзуманов и др., 1997 [12]
2	$889,2 \pm 4,8$	Пучок ХН	J. Byrne et al., 1995 [13]
3	$882,6 \pm 2,7$	Хранение УХН	W. Mampe et al., 1993 [14]
4	$888,4 \pm 3,1 \pm 1,1$	Хранение УХН	В. Несвижевский и др., 1992 [15]
(4a)	$888,4 \pm 2,9$	Хранение УХН	В. Алфименков и др., 1990 [16]
5	$878 \pm 27 \pm 14$	Пучок ХН	R. Kosakowski et al., 1989 [17]
6	$887,6 \pm 3,0$	Хранение УХН	W. Mampe et al., 1989 [18]
7	877 ± 10	Хранение УХН	W. Paul et al., 1989 [19, 20] (магнитный накопитель)
8	$876 \pm 10 \pm 19$	Пучок ХН	J. Last et al., 1988 [21]
9	891 ± 9	Пучок ХН	П. Спивак, 1988 [22]
10	870 ± 17	Пучок ХН	M. Arnold et al., 1987 [23]
11	903 ± 13	Хранение УХН	Ю. Косвинцев и др., 1986 [24]
(11a)	875 ± 95	Хранение УХН	Ю. Косвинцев и др., 1980 [25]
(2a)	937 ± 18	Пучок ХН	J. Byrne et al., 1980 [26]
(9a)	881 ± 8	Пучок ХН	Л. Бондаренко и др., 1978 [27]
12	918 ± 14	Пучок ХН	C.J. Christensen et al., 1972 [28]
13	$885,7 \pm 0,8$	Среднее мировое	Abele, 2000 [29] Particle Data Group, 2002 [30]

Сейчас УХН используются в самых прецизионных в настоящее время экспериментах по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, а также в опытах по наиболее точному измерению времени жизни нейтрона.

3.5.1 Измерение времени жизни нейтрона

Из таблицы 3.2 видно, что наиболее точные результаты по измерению времени жизни нейтрона были получены при помощи ультрахолодных нейтронов.

Начнем с проблемы удержания УХН в полости, которая проявилась в первых экспериментах по измерению времени жизни нейтрона, проведенных учеными из Курчатовского института (КИ, Москва) и

Научно-исследовательского института атомных реакторов (НИИАР, Димитровград) на димитровградском реакторе СМ-2 [24, 25]. Нейтроны удавалось удерживать в ловушке не более сотни секунд. А поскольку время жизни нейтрона около 900 с, это означало, что вероятность потерь за счет взаимодействия со стенками ловушки была почти в 10 раз больше вероятности β -распада. При таких потерях добиться точности измерений лучше одного процента практически невозможно. Был установлен факт потерь УХН за счет нагрева, например, на примесях водорода в поверхности ловушек (нагретый нейтрон покидает ловушку). Однако потери, например, в бериллии все равно оставались больше, чем это следовало из учета такого нагрева и известной мнимой части оптического потенциала, отвечающей за поглощение нейтронов в веществе и, кроме того, имели другую зависимость от энергии нейтрона. Эти добавочные, неизвестной природы, потери УХН возникали с вероятностью $\sim 10^{-5}$ на удар при отражении от стенок ловушки и были названы „аномальными потерями“ [31]. Природа этих потерь начала проясняться только в самое последнее время [32].

Чтобы добиться высокой чистоты поверхности и тем самым уменьшить потери, было предложено намораживать кислород на поверхность ловушки с бериллиевым покрытием, которая предварительно прогрета и обезгажена при высоких температурах. В столь большом диапазоне рабочих температур (от 700 до 10 К) трудно сделать надежно работающий и очень плотно закрывающийся затвор для нейтронов. Поэтому была использована идея гравитационного затвора. Сфера с открытым отверстием, которая поворачивается вокруг горизонтальной оси, фактически является гравитационным спектрометром (см. рис. 3.6). Гравитационное поле и запирает нейтроны в ловушке, причем энергию запертых нейтронов можно менять углом поворота ловушки.

Такая "гравитационная ловушка" была создана совместными усилиями коллективов Петербургского (в то время Ленинградского) института ядерной физики и Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) и была установлена на канале УХН реактора ВВР-М ПИЯФ [15, 16, 33]. Она позволяла измерять время хранения в зависимости от энергии нейтрона и, тем самым, отделять потери в

стенках от потерь за счет β -распада нейтрона, так как вероятность потерь зависит от числа отражений нейтрона от поверхности ловушки, т.е. от скорости нейтрона, а вероятность распада — нет.

В этой ловушке (с замороженным кислородом в качестве отражающего покрытия) удалось достичь рекордно малых для своего времени потерь нейтронов за счет их взаимодействия со стенками ловушки (вероятность потерь была на два порядка меньше вероятности β -распада).

На рис. 3.6 показана схема эксперимента. УХН заполняют ловушку, когда она находится в положении отверстием вниз, после этого ловушка поворачивается, и нейтроны с кинетической энергией меньшей некоторой (определяемой высотой, на которой находится отверстие, т.е. диаметром ловушки) не могут покинуть ее из-за гравитационного поля. После удержания нейтронов в течение заданного времени ловушка поворачивается на некоторый угол, и нейтроны с наибольшей кинетической энергией "выливаются" из ловушки, ускоряются в гравитационном поле и попадают на детектор. Дальше шаг за шагом по углу процедура продолжается, пока все нейтроны не будут „вылиты“ из ловушки. Затем вся ранее описанная операция повторяется при другом времени удержания. Поскольку каждый раз ловушка заполняется в одинаковых условиях (в нее, как правило, захватывалось около 15 тысяч УХН), то для разных времен удержания получается разное количество нераспавшихся нейтронов. Строя экспоненту β -распада для нейтронов разной энергии и экстраполируя зависимость времени хранения УХН к нулевому числу соударений, можно получить время жизни нейтрона и оценить потери в стенках. Таким методом на реакторе ВВР-М в Гатчине была достигнута абсолютная ошибка в измерении времени жизни [23], равная 3,3 с (относительная ошибка приблизительно равна 0,4%).

К 2000 г. группа из Курчатовского института совместно с коллегами из ИЛЛ, используя ловушку цилиндрической формы, уже на высокопоточном реакторе в ИЛЛ в Гренобле получила результат $\tau_n = 885,4 \pm 0,9_{stat} \pm 0,4_{syst}$ с [11, 12], здесь $\pm 0,9_{stat}$ — статистическая ошибка эксперимента, определяемая полным числом накопленных событий, $\pm 0,4_{syst}$ — систематическая ошибка, связанная с неопределен-

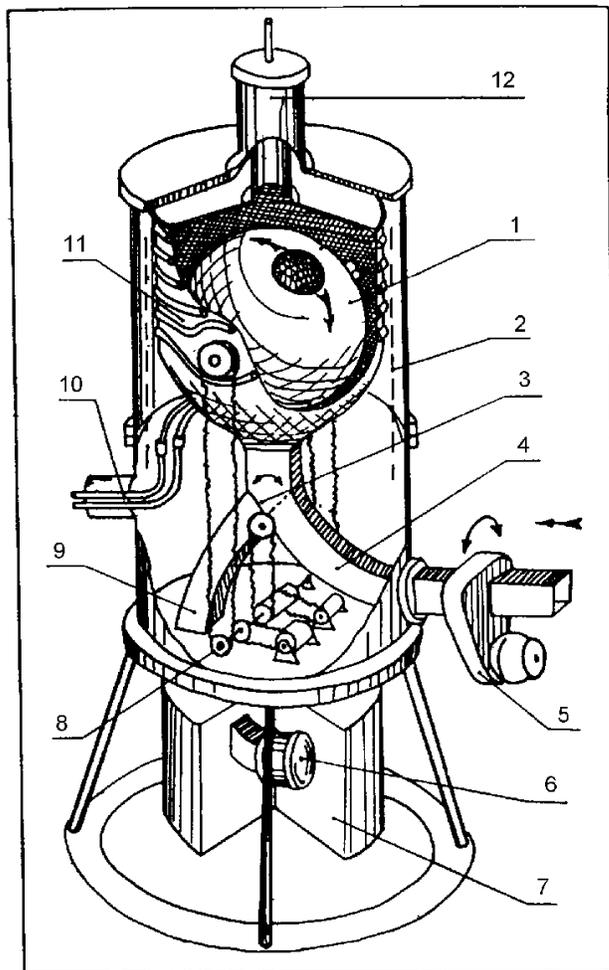


Рис. 3.6. Схема гравитационной ловушки для измерения времени жизни нейтрона (рис. А.П. Сереброва): 1 – ловушка для удержания УХН, 2 – азотный экран, 3 – распределительный клапан, 4, 9 – нейтроноводы впуска и выпуска УХН, 5 – входной шибер, 6 – детектор, 7 – защита детектора, 8 – механизм привода клапана и ловушки, 10 – криопроводы, 11 – криостатируемый объем, 12 – шлюз системы намораживания покрытий внутри ловушки

ностью потерь в стенках ловушки. Этот результат определил средневзвешенное по нескольким экспериментам, рекомендованное в настоящее время (вплоть до 2004 г.) значение времени жизни нейтрона $\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ с.

В этом эксперименте в качестве отражающего нейтроны покрытия ловушки был использован жидкий фомблин — густое органическое масло с большим молекулярным весом, в котором водород заменен на фтор. Сначала казалось, что такое покрытие дает возможность уменьшить потери нейтронов при отражении приблизительно на порядок. Однако позднее выяснилось, что нейтроны, рассеиваясь на колеблющихся молекулах на поверхности масла (поверхностных волнах), постепенно нагреваются и покидают ловушку (малый температурный нагрев). Этот канал потерь нейтронов еще не был известен и поэтому не был учтен при обработке результатов эксперимента. Учет его, по оценкам авторов, увеличивает ошибку эксперимента приблизительно до 3 с.

В 2004 г. группа ПИЯФ совместно с ОИЯИ и ИЛЛ, используя несколько другое покрытие — низкотемпературный фомблин для покрытия гравитационной ловушки УХН (рис. 3.6), провела новый эксперимент на реакторе ИЛЛ [34]. Низкотемпературный фомблин (low temperature fomblin — LTF) содержит в своем химическом составе только С, О и F. Его молекулярный вес — 2354, плотность при комнатной температуре — $1,83$ г/см³, критическая энергия нейтрона — $1,03 \cdot 10^{-7}$ эВ. Это покрытие при температуре -160° С, до которой охлаждается ловушка, становится твердым, и поверхностные волны исчезают, потери становятся пренебрежимо малыми (вероятность потерь нейтронов составила $\sim 2,2 \cdot 10^{-6}$ на удар). В такой ловушке удалось получить рекордное время хранения нейтрона — оно лишь на 5 с оказалось меньше времени жизни, поэтому экстраполировать к нулевому числу соударений нужно было всего на эти 5 с. В предыдущем эксперименте эта величина превышала 100 с. Кроме того, для дополнительного контроля и исключения систематической ошибки была изготовлена еще одна ловушка в виде плоского цилиндра с меньшим объемом (соответственно, с большим числом соударений в единицу времени и большими потерями).

На рис. 3.7 показана экстраполяция времени хранения нейтрона в ловушке к его времени жизни (при нулевом числе соударений).

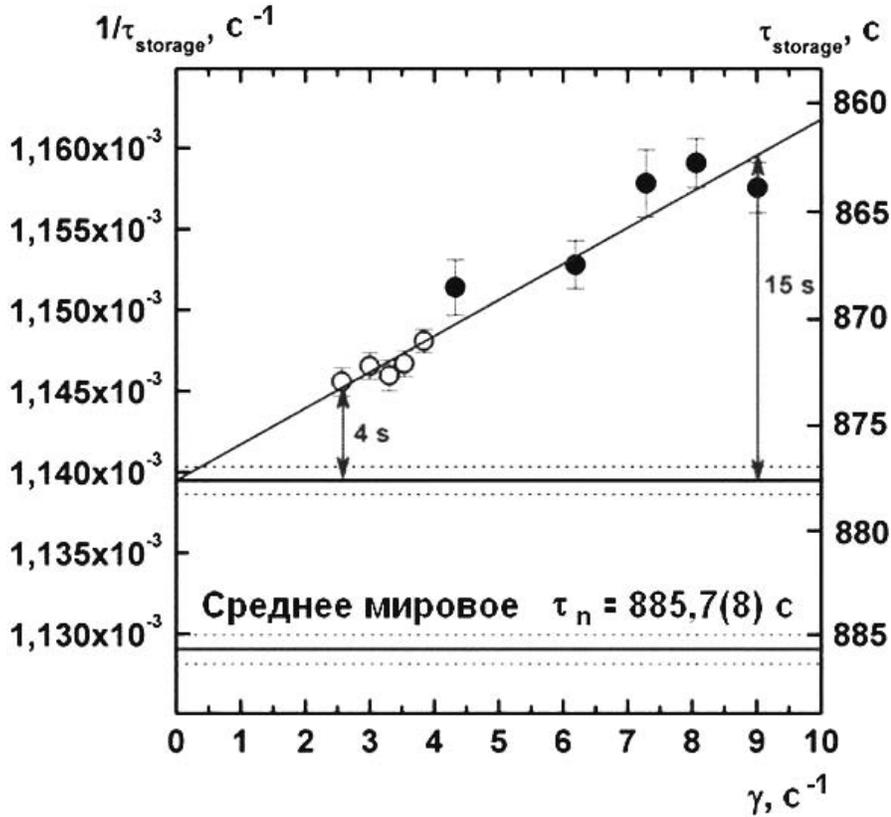


Рис. 3.7. Экстраполяция времени хранения нейтронов ко времени жизни при нулевом числе соударений ($\gamma \rightarrow 0$) для обеих ловушек. Светлые точки относятся к большой ловушке, темные — к малой

Был получен совершенно неожиданный результат: $\tau_n = 878,5 \pm \pm 0,7_{\text{stat}} \pm 0,3_{\text{syst}}$. Время жизни нейтрона оказалось на 7,2 с меньше среднего мирового и на 6,9 с меньше результата [11]. Это отличие далеко выходит за пределы ошибок и составляет 6,5 и 5,6 стандартных отклонений, соответственно.

Новый результат оказался очень интересным и важным как для физики элементарных частиц, так и для астрофизики и космологии. Во-первых, он устраняет существующее противоречие (на уровне 3-х стандартных отклонений) экспериментальных данных со Стандартной моделью электрослабых взаимодействий (подробнее см. следующую

главу). Во-вторых [35], он на 0,15% уменьшает предсказываемую распространённость гелия во Вселенной, тем самым приближая ее к величине, получаемой из наблюдений молодых галактик. В-третьих, новое время жизни нейтрона, использованное в расчете барионной асимметрии Вселенной в модели Большого Взрыва сдвигает расчетную величину барионной асимметрии на 15%. Это улучшает согласие с барионной асимметрией, полученной методом наблюдения реликтового излучения в микроволновом диапазоне.

Независимая проверка нового результата измерения времени жизни нейтрона является одной из наиболее важных задач современной нейтронной физики. Поэтому несколько групп сейчас готовят новые эксперименты по измерению времени жизни нейтрона. Наиболее интересным является эксперимент по магнитному хранению УХН в ловушке из постоянных магнитов. В этом случае нейтроны вообще не сталкиваются со стенками, поэтому потери от взаимодействия с веществом отсутствуют.

3.5.2 Отражение в магнитном поле

Идея о возможности отражения нейтронов в статическом магнитном поле от магнитного барьера была впервые высказана В. Паулем [36] в 1951 г. В.В. Владимирский в своей классической работе [37] в 1960 г. независимо предложил использовать для отражения нейтронов магнитное поле в вакууме („магнитное зеркало“), а также предложил и рассчитал несколько схем для хранения нейтронов („магнитные бутылки“) и их транспортировки („магнитные каналы“, или нейтронороды). Особенности магнитного зеркала: нет ядерного взаимодействия, магнитное взаимодействие определяется индукцией \mathbf{B} в вакууме. В результате отсутствует резкая граница между областями, где поле имеется и где его нет. Потенциальная энергия взаимодействия магнитного момента нейтрона с полем (для спина по и против поля) имеет вид (см. рис. 3.8)

$$U_{\pm} = \pm\mu B(\mathbf{r}),$$

т.е. для нейтронов с ориентацией спина по направлению магнитного

поля имеется потенциальный барьер, который может отражать нейтроны, а для нейтронов с противоположной поляризацией — потенциальная яма, так что такие нейтроны свободно проходят в область с магнитным полем. Коэффициент преломления для нейтронов в магнитном поле будет зависеть от координаты r нейтрона

$$n^2 = 1 \pm \frac{\mu_n B(\mathbf{r})}{E_e},$$

также, как критический угол отражения и энергия нейтрона

$$\sin \tilde{\theta}_c = \left[\frac{\mu_n B(r)}{E_c} \right]^{1/2}, \quad E_c = \mu_n B(r_0).$$

Учитывая, что реальные магнитные поля с индукцией B в несколько тесла ($1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс}$) соответствуют энергиям взаимодействия нейтрона с ними $\mu_n B \sim 10^{-7} \text{ эВ}$, удерживать можно опять же только ультрахолодные нейтроны. Магнитное поле с индукцией в 1 Тл будет отражать нейтроны до скоростей $3,4 \text{ м/с}$ (соответствующая энергия $0,6 \cdot 10^{-7} \text{ эВ}$), приблизительно так же, как зеркало из алюминия. При этом необходимо, чтобы при движении в таком поле спин нейтрона все время оставался ориентированным по полю. Для этого должно выполняться условие адиабатичности. Это означает, что скорость изменения направления поля в системе, связанной с нейтроном, должна быть меньше частоты прецессии спина нейтрона в этом поле, $\omega_0 = 2\mu B/\hbar$.

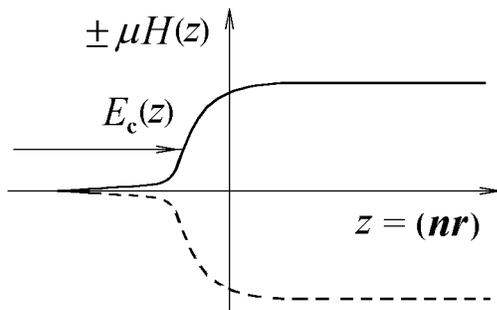


Рис. 3.8. Потенциальная энергия нейтрона в магнитном поле для двух ориентаций спина

Чтобы вызвать переходы между состояниями $|+\rangle$ и $|-\rangle$, частота возмущения должна быть $\sim \omega_0$. Спектр частот возмущающего воздействия определяется временем T , за которое существенно меняется

взаимодействие, $T \sim \Delta r/v$, где Δr — характерные размеры неоднородности поля, таким образом, $\omega \sim v/\Delta r$. При $\omega \ll \omega_0$ переходов нет. В этом случае задачу о нейтроне в потенциальном поле $\pm\mu B(r)$ можно рассматривать адиабатически. Спин нейтрона в этом случае будет отслеживать направление магнитного поля, переворотов спина не будет, а следовательно, не будет утечки нейтронов, например, из магнитной ловушки.

Схема простейшей магнитной ловушки Иоффе–Притчарда (рис. 3.9), предложенной сначала для удержания нейтральных атомов, приведена на рис. 3.10. Она состоит из вытянутого магнитного квадрупольного удерживающего нейтроны в поперечном (радиальном) направлении, и двух катушек, создающих продольное (вдоль оси Z) магнитное поле, запирающее нейтроны по оси Z .



Рис. 3.9. Пример простейшей магнитной ловушки Иоффе–Притчарда для удержания нейтронов

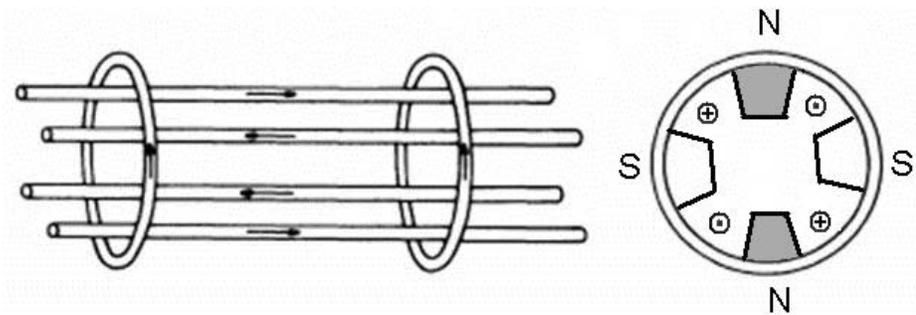


Рис. 3.10. Схема магнитной ловушки Иоффе–Притчарда. Северный и южный полюса магнитного квадрупольного удерживающего нейтроны в поперечном сечении ловушки) создаются токами в продольных катушках

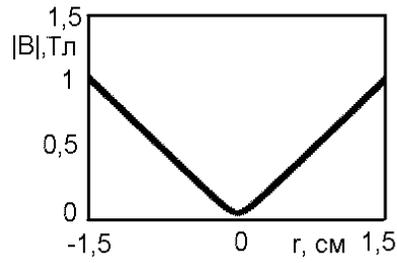


Рис. 3.11. Радиальная зависимость индукции магнитного поля от расстояния до оси ловушки Иоффе–Притчарда

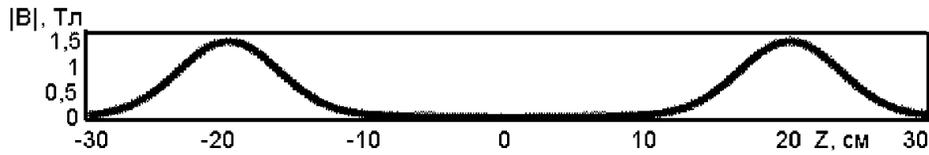


Рис. 3.12. Зависимость индукции магнитного поля от расстояния до центра вдоль оси Z ловушки Иоффе–Притчарда

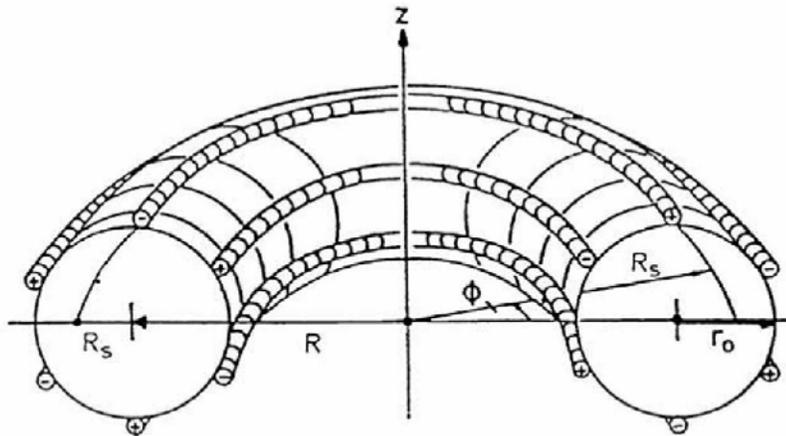


Рис. 3.13. Торoidalная секступольная ловушка [19, 20], создаваемая шестью круговыми токами (накопительное кольцо для нейтронов). Нейтроны двигаются по большой окружности вблизи равновесной траектории с радиусом R_s , испытывая около нее гармонические колебания. Радиус равновесной траектории определяется равенством центробежной и магнитной $(\partial(\mu B)/\partial r)$ сил

Индукция магнитного поля, а следовательно, и потенциал взаимодействия нейтрона с полем внутри такой ловушки растет линейно с радиусом $|B(r)| \propto r$ (см. рис. 3.11). Зависимость поля, создаваемого поперечными катушками, от Z приведена на рис. 3.12. Заметим, что для получения полей выше тесла обычно применяются сверхпроводящие катушки.

Внутри секступольной ловушки (для создания шести полюсов которой необходимы уже шесть прямых токов, т.е. три витка с током) поле будет расти квадратично с расстоянием от центра $B(r) = B_0 r^2 / r_0^2$, т.е. потенциал для нейтрона будет осцилляторным (внутри $2n$ -полюсной ловушки поле растет как r^{n-1} [38]). Именно секступольная ловушка, изогнутая в виде тора была использована в работе В. Пауля и др. [19, 20] для измерения времени жизни нейтрона, см. рис. 3.13. В ней были достигнуты поля $B_0 \approx 3,5$ Тл. Такая ловушка позволяла удерживать нейтроны со скоростями от 5 до 20 м/с. Внешний диаметр объема, внутри которого удерживались нейтроны, равнялся $2(R + r_0) = 113$ см, внутренний диаметр $2(R - r_0) = 104$ см. Силовые линии и эквипотенциальные поверхности (поверхности постоянного $|B|$) для идеальной секступольной ловушки приведены на рис. 3.14.

В 2001–2004 гг. ученым ПИЯФ с коллегами из НИИ „Домен“ (Санкт-Петербург) при поддержке ИЛЛ и Технического университета Мюнхена (ТУМ, Германия) удалось создать магнитно-гравитационную ловушку из постоянных магнитов объемом 15,6 л (диаметр – 18 см, высота – 55 см), при помощи которой уже начались новые измерения времени жизни нейтрона [39, 40]. Высота ловушки позволяет гравитационному полю удерживать нейтроны, отраженные ее „магнитными стенками“, т.е. для такой ловушки отсутствует необходимость в „магнитной“ крышке. В сечении она представляет собой 20-полюсник с различной формой и размерами полюсов в ее цилиндрической и конической частях, см. рис. 3.15 и фото 3.16. В результате, внутренняя стенка ловушки представляет из себя периодическую магнитную структуру с характерным размером порядка 1 см и величиной магнитной индукции вблизи стенки $B \approx 1,2$ Тл. Скорость убывания индукции от стенки ловушки характеризуется величиной 2 Тл/см. Благодаря такому градиенту поля эффективный объем хранения нейтронов практически

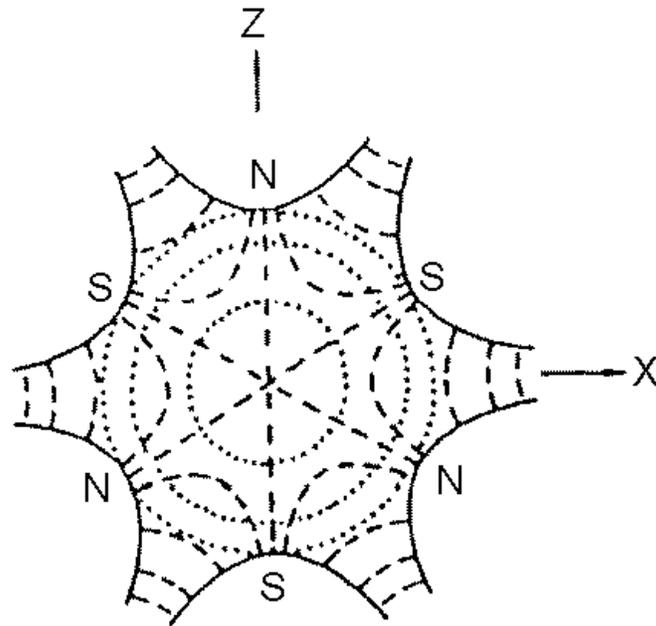


Рис. 3.14. Силовые линии и эквипотенциальные поверхности (поверхности постоянного $|B|$) внутри секступольной ловушки

совпадает с объемом ловушки.

На источнике УХН реактора ИЛЛ были проведены первые эксперименты по измерению времени жизни нейтронов с использованием их хранения в такой ловушке. Схема установки приведена на рис. 3.17. Она похожа на схему с гравитационной ловушкой, см. рис. 3.6. Отличие в том, что наполнение ловушки нейтронами, их запираение и выпуск нейтронов на детектор осуществляется при помощи управляемого магнитного барьера, создаваемого соленоидом (не сверхпроводящим) в нижней части ловушки. Чтобы контролировать потери нейтронов в такой ловушке (они возможны только в результате переворота спина), внутренняя часть ловушки была покрыта тонким слоем фомблина. Тогда нейтроны с перевернутым спином, пройдя через магнитный барьер (для них это уже не барьер, а потенциальная яма), отразятся от стенки ловушки и через выходное отверстие и нижний барьер попадут на детектор. Детектор будет считать нейтроны с перевернутыми спинами в то время, когда остальные нейтроны будут заперты в ловушке.

В результате цикла измерений было получено время хранения ней-

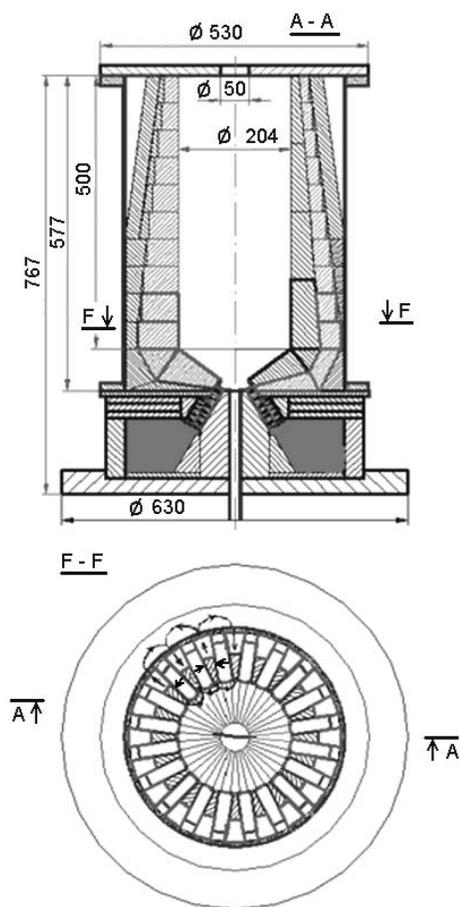


Рис. 3.15. Схема магнитной ловушки из постоянных магнитов

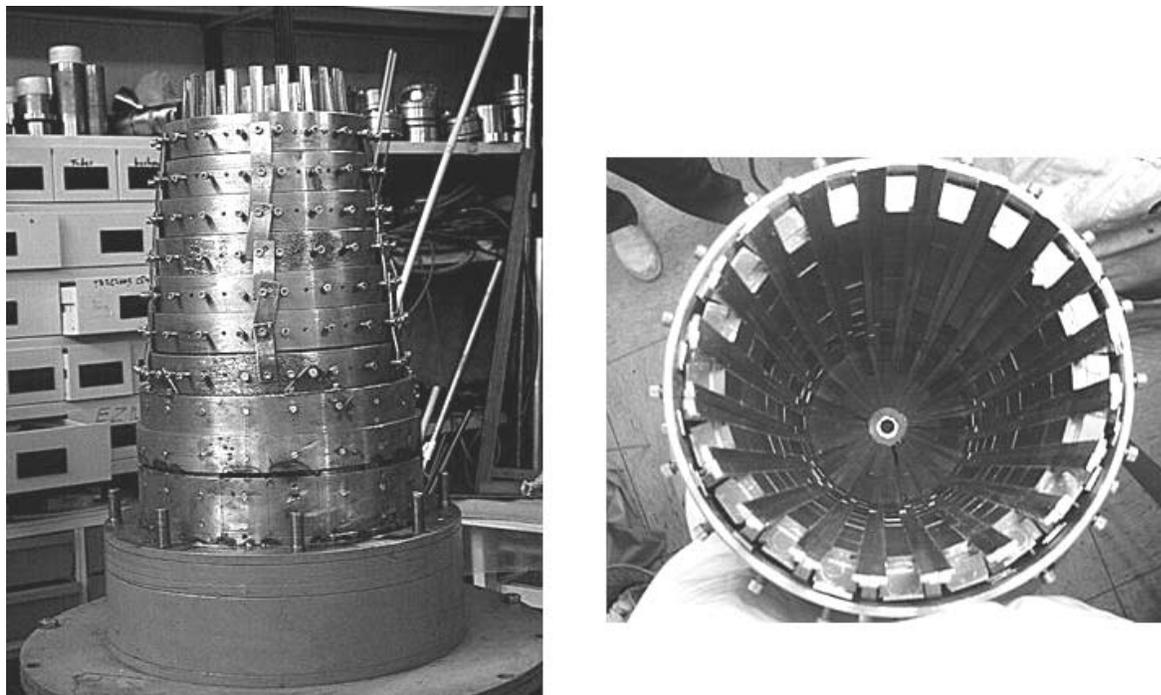


Рис. 3.16. Фото магнитной ловушки из постоянных магнитов, установленной на реакторе ИЛЛ

тронов в ловушке равно 878 ± 6 с. Оно совпадает с временем жизни нейтрона, поскольку потерь нейтронов (переворота спина) в пределах этой ошибки обнаружено не было. Дальнейшее увеличение точности связано с увеличением статистики, т.е. общего числа накопленных событий. В 2005 году планируется продолжение эксперимента на том же источнике УХН реактора ИЛЛ.

3.6 Применения явления зеркального отражения. Нейтронные зеркала

Полное внешнее отражение нейтронов от поверхности называется зеркальным, а установки, в которых это явление применяется, называются нейтронными зеркалами.

Как мы говорили, зеркальное отражение возникает, когда поперечная энергия падающего на поверхность вещества нейтрона становится меньше величины среднего ядерного потенциала вещества. Скользя-

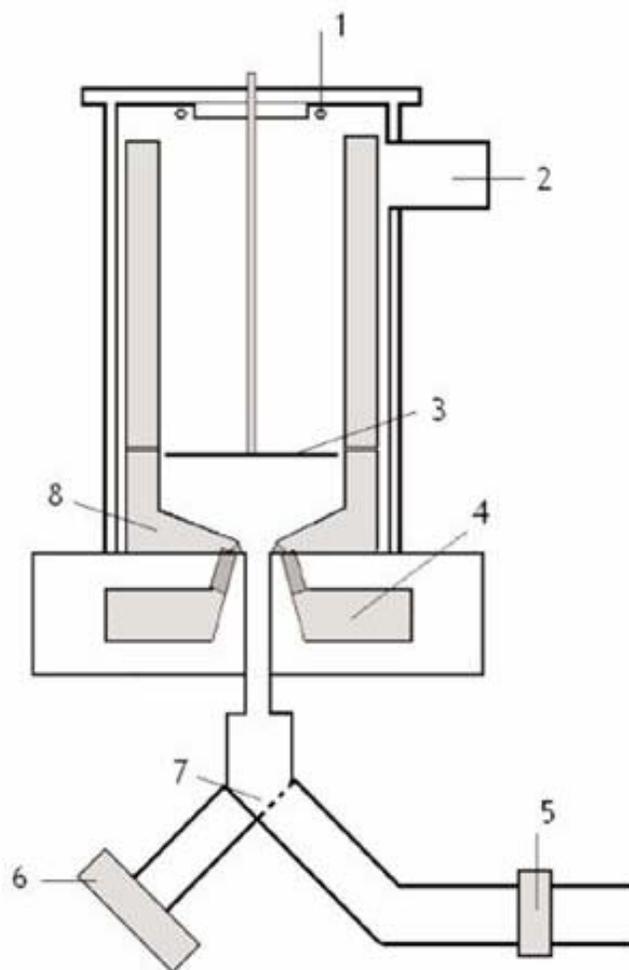


Рис. 3.17. Схема установки для измерения времени жизни нейтрона при помощи магнитно-гравитационной ловушки из постоянных магнитов. 1 – дополнительная катушка, 2 – вакуумный насос, 3 – поглотитель нейтронов, 4 – соленоид, 5 – входной шиббер, 6 – детектор, 7 – распределительный клапан, 8 – постоянные магниты

щий критический угол отражения $\tilde{\theta}_c$ определяется равенством

$$E_{en} = \frac{\hbar^2 k_{en}^2}{2} = \frac{\hbar^2 k_e^2 \sin^2 \tilde{\theta}_c}{2} = V_0 \equiv E_c,$$

где E_c — граничная энергия нейтрона, при которой происходит его полное отражение при любых углах падения.

$$\sin^2 \tilde{\theta}_c = \mathcal{V}_0 = \frac{E_c}{E_e},$$

при $\tilde{\theta}_c \ll 1$

$$\tilde{\theta}_c = \sqrt{\mathcal{V}_0} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Na} = \frac{\lambda}{\lambda_c} = \frac{v_c}{v},$$

где λ_c — граничная длина волны, v_c — граничная скорость нейтрона.

Очевидно, при отражении от границы двух сред критический угол будет определяться разностью ядерных потенциалов этих сред для нейтрона

$$\tilde{\theta}_c = \sqrt{\mathcal{V}_0^{(2)} - \mathcal{V}_0^{(1)}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \sqrt{N^{(2)}a_2 - N^{(1)}a_1}.$$

При помощи системы зеркал создают нейтроноводы для вывода пучков нейтронов, например, из реактора в измерительный зал. Такие нейтроноводы позволяют выводить пучки на расстояния до сотни метров без значительной потери интенсивности.

3.6.1 Отражение от намагниченных зеркал. Поляризующие нейтроноводы

При отражении от намагниченного (ферромагнитного) зеркала надо учитывать еще и взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитным полем внутри ферромагнетика. Оно имеет вид

$$U = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B},$$

где \mathbf{B} — магнитная индукция в веществе, $\boldsymbol{\mu}$ — магнитный момент нейтрона, $\boldsymbol{\mu} = \mu\boldsymbol{\sigma}$, $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновая матрица Паули.

В этом случае для нейтронов с разными спинами по направлению индукции и против нее будем иметь два разных коэффициента преломления и, соответственно, два критических угла отражения:

$$n^2 = 1 - \frac{\bar{V}}{E_e} = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} Na \pm \frac{2m}{\hbar^2 k_e^2} \mu B = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} \left[Na \pm \frac{m}{2\pi\hbar^2} \mu B \right],$$

так что

$$\theta_c^{(\tilde{1},2)} = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\left[Na \pm \frac{m}{2\pi\hbar^2} \mu B \right]}.$$

Если падающий пучок моноэнергетичен, то критические углы имеют определенные значения и, отбирая нейтроны, отраженные в промежутке между этими углами, можно получить пучок поляризованных нейтронов с поляризацией вдоль намагничивающего поля.

Данный метод получения поляризованных нейтронов вряд ли был бы удобным, если бы не существовало материалов, для которых выполняется условие

$$\frac{m}{2\pi\hbar^2} \mu B > Na.$$

Такое условие достигается, в частности, для кобальта (Co) при намагничивании до $B \geq 0,65B_{\text{нас}}$, где $B_{\text{нас}}$ — величина индукции насыщения. При выполнении этого условия кобальтовое зеркало совсем не будет отражать нейтроны, спины которых направлены против поля. На практике при отражении от такого типа намагниченных зеркал достигается очень высокая степень поляризации $P \simeq 0,98 - 0,99$. Существенно, что это условие не содержит длины волн (энергии) нейтронов, т.е. условие их моноэнергетичности может быть снято.

Это условие лежит в основе создания поляризующих нейтронпроводов на основе намагниченных зеркал.

Заметим еще, что, поскольку нормальная к границе составляющая вектора \mathbf{B} непрерывна, а тангенциальная терпит скачок, то чтобы на границе возникал магнитный потенциальный барьер (и два коэффициента преломления для разных ориентаций спина), зеркало должно быть намагничено вдоль поверхности, а не перпендикулярно ей. Когда вектор магнитной индукции \mathbf{B} перпендикулярен поверхности зеркала, то эта поверхность в магнитном отношении не будет границей.

Заметим, что такие намагниченные зеркала (или нейтронородов на их основе) можно использовать и в качестве поляризаторов, и в качестве анализаторов поляризации.

3.6.2 Измерение амплитуд рассеяния

По измерению критического угла $\tilde{\theta}_c$ полного внешнего отражения нейтронов от границы с веществом (см. рис. 3.18) можно непосредственно определить коэффициент преломления данного вещества для нейтронов и, соответственно, амплитуду рассеяния нейтрона ядрами этого вещества. Причем, данный метод является одним из немногих, которые допускают прямое определение знака амплитуды.

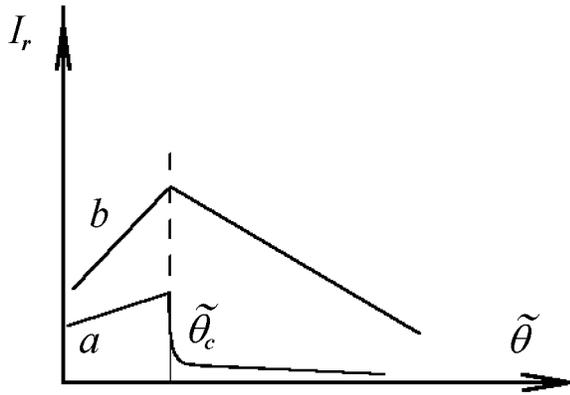


Рис. 3.18. Зависимость интенсивности I_r отраженного от границы с веществом пучка нейтронов от угла скольжения $\tilde{\theta}$. a — случай, когда на поверхность падает монохроматический пучок нейтронов. b — когда на поверхность падает пучок нейтронов, прошедший поликристаллический фильтр

Интенсивность отраженного пучка при углах $\theta < \theta_c$ для монохроматических нейтронов практически не зависит от угла скольжения (ее линейный рост с углом определяется геометрическим ростом поперечного размера зеркала D , на который падают нейтроны, см. рис. 3.19).

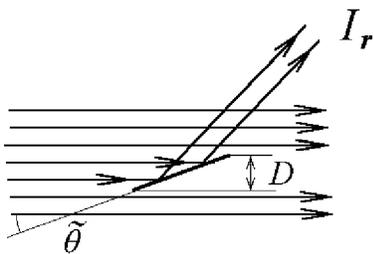


Рис. 3.19. На поверхность зеркала падает монохроматический пучок нейтронов. При $\theta < \theta_c$ отражаются только те нейтроны из пучка, которые попадают на зеркало, поперечный размер которого (D) растет с ростом θ как $\sin \theta \approx \theta$

Монохроматические нейтроны можно получить за счет брэгговского отражения от монокристалла (кристалла-монокроматора). В этом

случае от кристалла отражаются только те нейтроны, длины волн которых удовлетворяют условию Брэгга:

$$\lambda = 2d \sin \theta_B.$$

Диапазон длин волн при этом определяется угловой расходимостью падающего на кристалл пучка нейтронов.

Для того, чтобы получить нейтроны с энергиями, меньшими некоторой заданной, в пучок нейтронов, имеющих сплошной спектр (например, максвелловский для нейтронов из реактора), помещают так называемый *поликристаллический фильтр* — это достаточно толстый поликристаллический образец, обладающий малым коэффициентом поглощения (т.е. из вещества с малой мнимой частью амплитуды рассеяния), тогда через образец проходят только те нейтроны, для которых $\lambda > \lambda_D = 2d_{max}$, где d_{max} — максимальная величина межплоскостного расстояния для данного кристалла, т.е. для которых условие Брэгга не может выполняться ни для одной из систем плоскостей. Для нейтронов же с любым $\lambda < 2d_{max}$ в поликристалле всегда найдется плоскость, расположенная под брэгговским направлением, поэтому все эти нейтроны за счет дифракции полностью рассеиваются во все стороны, в результате энергетический спектр прошедших через такой фильтр нейтронов будет обрезан сверху так называемой энергией брэгговского скачка $E < E_D$. В табл. 3.3 приведены значения длин волн и энергий, соответствующие брэгговскому скачку для некоторых материалов.

Таблица 3.3. Длины волн и энергии, соответствующие брэгговскому скачку

Элемент	λ_D (Å)	E_D (эВ)
Be	3,95	0,0052
BeO	4,4	0,004
Pb	5,7	0,0025
C (графит)	6,69	0,00183
Bi	8,0	0,00128

Для повышения точности определения амплитуд метод зеркального отражения видоизменяют, используя границы: жидкость — металл, газ — металл и др. Меняя плотность (газа, например), добиваются

$$N^{(2)}a^{(2)} = N^{(1)}a^{(1)}.$$

Тогда отражение совсем исчезает, что и фиксируется в эксперименте.

3.6.3 Особенности спектра нейтронов, вылетающих из среды под малыми углами к поверхности

Если нейтрон падает на поверхность среды под критическим углом скольжения $\tilde{\theta}_c$, то это значит, что он не проходит вглубь среды, распространяясь при этом параллельно поверхности. И наоборот, если рассмотреть нейтроны, вылетающие из среды, то очевидно, что нейтроны заданной энергии E_0 (с длиной волны λ_0) не могут вылетать под углами, меньшими $\tilde{\theta}_c$. Все они окажутся внутри конуса $\tilde{\theta} \geq \tilde{\theta}_c$, причем, под критическим (минимальным) углом вылетят те нейтроны, которые в среде распространялись параллельно поверхности.

Величина критического угла определяется

$$\sin^2 \tilde{\theta}_c = \frac{\lambda^2}{\pi} N a_{\text{cог}} = \frac{V_0}{E_{e\perp}},$$

где $E_{e\perp} = \hbar^2 k_{en}^2 / 2m$ — "поперечная" энергия нейтрона, связанная с его движением перпендикулярно поверхности. При движении из вакуума в среду (которая представляет из себя потенциальный барьер для нейтронов) "поперечная" энергия нейтрона уменьшается (нейтрон замедляется), а при движении из среды нейтрон ускоряется, "скатываясь" с потенциальной "горки" (см. рис. 3.20).

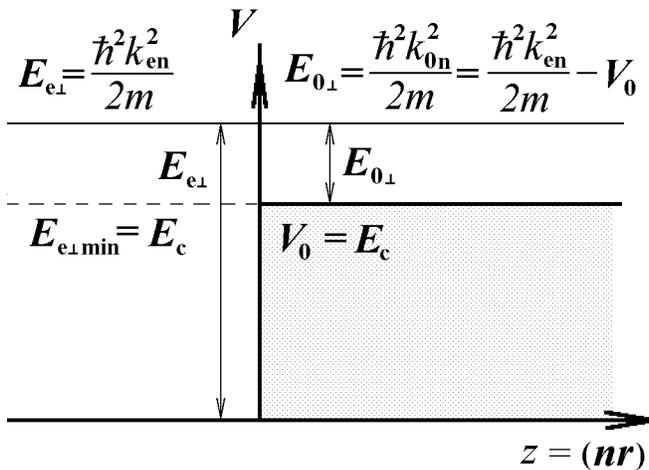


Рис. 3.20. На поверхность среды, которая представляет собой потенциальный барьер высотой V_0 , падает монохроматический пучок нейтронов с поперечной энергией $E_{e\perp} = \hbar^2 k_{en}^2 / 2m$. Внутри среды "поперечная" энергия нейтрона уменьшается на величину V_0 : $E_{0\perp} = \hbar^2 k_{en}^2 / 2m - V_0$. При выходе из среды даже "покоящийся" в поперечном направлении нейтрон (ось z) приобретет в вакууме энергию $E_{e\perp, min} = V_0$

Выберем некоторый угол $\tilde{\theta}_0$. Тогда в направлениях $\tilde{\theta} \leq \tilde{\theta}_0$ могут присутствовать лишь нейтроны с длиной волны, меньше той, для которой этот угол является критическим:

$$\lambda < \lambda(\tilde{\theta}_0) = \sqrt{\frac{\pi}{Na_{cog}}} \sin \tilde{\theta}_0 = \lambda_c \sin \tilde{\theta}_0.$$

Таким образом, энергетический спектр оказывается обрезанным снизу,

$$E_{min} = \frac{E_c}{\sin^2 \tilde{\theta}}.$$

Если $\tilde{\theta} \sim 1^\circ$, то при $E_c \sim 10^{-7}$ эВ, $E_{min} \sim 10^{-3}$ эВ. А это есть порядок энергии брэгговского скачка. Это дает возможность конструирования поликристаллического фильтра холодных нейтронов, в котором "обрезание" по энергии происходит не только сверху за счет брэгговского скачка, но и снизу. Делают это так: фильтр вырезают в форме, изображенной на рис. 3.21.

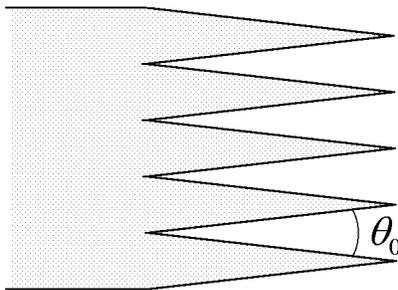


Рис. 3.21. Форма поликристаллического фильтра, который обрезает спектр нейтронов, как сверху со стороны больших энергий за счет брэгговского скачка, так и снизу за счет потенциала вещества. В результате нейтроны будут иметь энергии в интервале $E_{min} < E < E_D$

Используя бериллиевый фильтр и выбирая $\theta_0 = 30'$, можно вырезать из сплошного спектра проходящих сквозь фильтр нейтронов (например, из реактора) узкую линию шириной $5 \cdot 10^{-4}$ эВ вблизи значения $5 \cdot 10^{-3}$ эВ, отвечающего брэгговскому скачку.

3.7 Ядерная прецессия спина

Этот эффект был рассмотрен в 1964 г. В.Г. Барышевским и М.И. Подгорецким [41, 1]. Пусть имеется поляризованное вещество. Это означает, что спины ядер "ориентированы", например, магнитным полем.

Поляризация происходит следующим образом. Магнитный момент ядра можно представить как

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_N g \mathbf{I},$$

где μ_N — ядерный магнетон, \mathbf{I} — спин ядра.

Энергия ядра в магнитном поле \mathbf{H} , направленном по оси z (т.е. $\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$), имеет вид

$$E_m = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H} = -\mu_N g H I_z.$$

Обозначим

$$\frac{E_m}{kT} = -\alpha I_z \equiv -\alpha m,$$

где

$$\alpha = \frac{\mu_N g H}{kT}.$$

Вероятность иметь энергию E_n при температуре T определяется законом Больцмана:

$$P = \frac{e^{\alpha m}}{\sum_m e^{\alpha m}},$$

а поскольку энергия однозначно связана с проекцией спина m , то и вероятность ядру иметь данную проекцию спина определяется тем же законом. Таким образом, средняя величина проекции спина (она и определяет поляризацию) в магнитном поле есть

$$\langle I_z \rangle = \frac{\sum_m m e^{\alpha m}}{\sum_m e^{\alpha m}} = \frac{1}{z} \frac{\partial z}{\partial \alpha},$$

где

$$z = \sum_{m=-I}^I e^{\alpha m} = \sum_m \left(1 + \frac{\alpha^2 m^2}{2} + \dots\right).$$

При $\alpha I \ll 1$

$$z \approx 2I + 1 + \sum_m \frac{\alpha^2}{2} m^2.$$

Вычисление суммы приводит к результату:

$$\sum_{m=-I}^I m^2 = \frac{I(I+1)(2I+1)}{3},$$

так что

$$\begin{aligned}\langle I_z \rangle &= \frac{1}{z} \frac{\partial z}{\partial \alpha} = \frac{\alpha I(I+1)(2I+1)}{3(2I+1)} = \\ &= \frac{\alpha I(I+1)}{3} = \frac{\mu_N g I H (I+1)}{kT} = \frac{\mu H (I+1)}{3kT}.\end{aligned}$$

Величина среднего потенциала \mathcal{V}_0 взаимодействия нейтрона с таким веществом (определяющего коэффициент преломления вещества) будет равна

$$\mathcal{V}_0 = \frac{4\pi}{k_0^2} N (a_{cog} + \langle bI \rangle \mathbf{hS}),$$

где $\mathbf{h} = \mathbf{e}_z$ — единичный вектор, параллельный направлению магнитного поля, и

$$\langle bI \rangle = b \langle I_z \rangle = \frac{2(a_+ - a_-)(I+1)\mu H}{(2I+1)3kT}.$$

Действительно, амплитуда рассеяния на отдельном ядре имеет вид

$$a = a_{cog} + b(\mathbf{IS}) - ia',$$

где

$$\begin{aligned}a_{cog} &= \frac{1}{2I+1} [(I+1)a_+ + I a_-], \\ b &= \frac{2(a_+ - a_-)}{2I+1}.\end{aligned}$$

Усреднение ее зависящей от спинов части дает

$$\langle b\mathbf{IS} \rangle = b \langle I_z \rangle \mathbf{hS} \equiv \langle bI \rangle \mathbf{hS},$$

где

$$\langle bI \rangle = b \langle I_z \rangle = \frac{2(a_+ - a_-)(I+1)\mu H}{(2I+1)3kT}.$$

Таким образом, для двух проекций спина нейтрона $S_z = \pm \frac{1}{2}$ коэффициенты преломления будут различны. Кроме того, нейтрон в магнитном поле имеет дополнительный потенциал $(-\mu_n \mathbf{B})$. Таким образом, для коэффициента преломления нейтрона в поляризованном веществе

будем иметь

$$\begin{aligned} n^2 = 1 - \mathcal{V}_0 &= \\ &= 1 - \frac{4\pi N}{k_e^2} (a_{cog} + \langle bI \rangle \mathbf{hS}) - \mu_n(\mathbf{BS}) \frac{2m}{\hbar k_e^2} = \\ &= 1 - (\mathcal{V}_0^N + \mathcal{V}^\sigma), \end{aligned}$$

где зависящую от спина часть потенциала можно представить как $\mathcal{V}^\sigma = \mu_n(\mathbf{B}^N + \mathbf{B})$ где, в свою очередь,

$$\mathbf{B}^N = \frac{2\pi\hbar^2 N \langle bI \rangle \mathbf{h}}{m^2 \mu_n}.$$

Таким образом, при движении нейтрона в поляризованном веществе возникает дополнительное, зависящее от спина, ядерное взаимодействие нейтрона с веществом. Оно аналогично по структуре взаимодействию нейтрона с магнитным полем. Поэтому явление носит название ядерного псевдомагнетизма.

Зависимость коэффициента преломления от спина означает, что нейтроны с различным направлением проекции спина будут по-разному преломляться в веществе. Рассмотрим нормальное (вдоль оси y) падение нейтрона на границу вещества. Пусть спин нейтрона направлен по оси x . Как построить такое состояние из волновых функций $\chi_{\frac{1}{2}}$, которые есть собственные состояния оператора проекции S_z (ось квантования у нас — z)?

Вспомним, что операторы спина $1/2$ связаны с матрицами Паули следующим образом: $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma}/2$, где

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Нам нужно из $\chi_{\frac{1}{2}\mu}$ построить функцию,

$$\chi_0 = c_1 \chi_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} + c_2 \chi_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}},$$

такую, для которой бы выполнялись следующие соотношения:

$$\langle \chi_0 | S_x | \chi_0 \rangle = \frac{1}{2}, \quad \langle S_y \rangle = \langle S_z \rangle = 0.$$

Эту функцию можно представить в виде

$$\chi_0 = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = c_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + c_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Для нее должно выполняться:

$$\frac{1}{2}\sigma_x\chi_0 = \frac{1}{2}\chi_0$$

или

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_2 \\ c_1 \end{pmatrix},$$

откуда следует

$$\begin{pmatrix} c_2 \\ c_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix}.$$

При учете нормировки $c_1^2 + c_2^2 = 1$, имеем

$$c_1 = c_2 = \frac{1}{\sqrt{2}},$$

то есть

$$\chi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Проверим выполнение остальных условий.

$$\sigma_y\chi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -i \\ i \end{pmatrix},$$

так что

$$\langle \chi_0 | \sigma_y | \chi_0 \rangle = -i + i = 0.$$

Аналогично

$$\sigma_z\chi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

и

$$\langle \chi_0 | \sigma_z | \chi_0 \rangle = 0.$$

Таким образом, состояние

$$\chi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

описывает спин, направленный по оси x . Оно является суперпозицией состояний с проекциями спина $\pm 1/2$ на ось квантования z с одинаковыми амплитудами. Поскольку внутри вещества состояния $\pm 1/2$ имеют различные волновые векторы, то при распространении поляризованного по оси x нейтрона между этими состояниями будет набираться разность фаз. Как мы увидим далее, это и будет описывать поворот спина нейтрона в плоскости (x, y) на угол, который и определяется этой разностью фаз.

Волновой вектор нейтрона в веществе определяется коэффициентом преломления и равен

$$k_0^\pm = k_e \sqrt{1 - \mathcal{V}_0} \approx k_e \left(1 - \frac{1}{2} \mathcal{V}_0\right) = k_e \left[1 - \frac{1}{2} (\mathcal{V}_0^N \pm \mathcal{V}_0^\sigma)\right] = k_0 \mp \frac{1}{2} \Delta k.$$

Таким образом, если падающая волна имела вид

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \chi_+ e^{ik_e y} + \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_- e^{ik_e y},$$

то в кристалле по прохождении толщины y будем иметь

$$\begin{aligned} \chi(y) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ik_0 y} \left(\chi_+ e^{-i\frac{\Delta k}{2} y} + \chi_- e^{i\frac{\Delta k}{2} y} \right) = \\ &= e^{ik_0 y} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta k}{2} y} \\ e^{i\frac{\Delta k}{2} y} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Какое направление спина нейтрона описывает полученная функция? Чтобы это выяснить, нужно вычислить средний вектор $\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle$, т.е. $\langle \chi(y) | \sigma_x | \chi(y) \rangle$, $\langle \chi(y) | \sigma_y | \chi(y) \rangle$, $\langle \chi(y) | \sigma_z | \chi(y) \rangle$. Это и будет единичный вектор, направленный по спину.

1) Вычисляем $\langle \chi(y) | \sigma_x | \chi(y) \rangle$:

$$\sigma_x \chi(y) = \sigma_x \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta k}{2} y} \\ e^{i\frac{\Delta k}{2} y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Delta k}{2} y} \\ e^{-i\frac{\Delta k}{2} y} \end{pmatrix},$$

так что

$$\langle \chi(y) | \sigma_x | \chi(y) \rangle = \frac{1}{2} (e^{i\Delta k y} + e^{-i\Delta k y}) = \cos \Delta k y.$$

2) $\langle \chi(y) | \sigma_z | \chi(y) \rangle = 0$.

3) Вычисляем $\langle \chi(y) | \sigma_y | \chi(y) \rangle$:

$$\sigma_y \chi(y) = \sigma_y \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta k}{2}y} \\ e^{i\frac{\Delta k}{2}y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -ie^{i\frac{\Delta k}{2}y} \\ ie^{-i\frac{\Delta k}{2}y} \end{pmatrix},$$

так что

$$\langle \chi(y) | \sigma_y | \chi(y) \rangle = \frac{1}{2i} (e^{i\Delta ky} - e^{-i\Delta ky}) = \sin \Delta ky.$$

Таким образом, если первоначальное направление спина давалось единичным вектором $(1,0,0)$, то после прохождения в веществе расстояния y новое направление спина описывается вектором $(\cos \Delta ky, \sin \Delta ky, 0)$. То есть произошел поворот спина в плоскости (xy) , перпендикулярной направлению намагниченности. Угол поворота за счет ядерного взаимодействия, зависящего от спина, равен

$$\varphi = \Delta ky = k_e \Delta \mathcal{V} y = \frac{4\pi N \langle bI \rangle}{k_e 2} y = \frac{4\pi N}{k_e} \cdot \frac{(a_+ - a_-)(I + 1)\mu N}{(2I + 1)3kT} y.$$

Поворот спина при движении нейтрона в поляризованном веществе носит название ядерной прецессии спина. Такой поворот происходит в плоскости, перпендикулярной к направлению поляризации вещества (направлению псевдомагнитного поля). Если бы у первоначального спина была бы компонента вдоль поля \mathbf{h} , то она бы осталась неизменной, и прецессирующий спин описал бы конус, ось которого направлена по полю.

Поворот спина в веществе можно интерпретировать и по-другому. Поскольку $y = vt$, $\varphi = \Delta kvt = \omega t$, где

$$\omega = v\Delta k = \frac{\hbar k \Delta k}{m} = \frac{\hbar}{2m} (k_+^2 - k_-^2) = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{2\mu(B + B^N)}{\hbar},$$

$\Delta E = 2\mu(B + B^N)$ — разность кинетических энергий для нейтрона с проекциями спина $\pm 1/2$. В системе отсчета, связанной с нейтроном (т.е. где нейтрон покоится), в некоторый момент времени (когда он влетает в вещество) включается взаимодействие $\mu(B + B^N)$, в результате он оказывается в состоянии, которое описывается суперпозицией состояний с разными энергиями $\pm \mu(B + B^N)$. Биения этих состояний и приводят к прецессии с угловой частотой $\omega = 2\mu(B + B^N)/\hbar$.

Приложение

В заключение вычислим сумму $\sum_{n=-I}^I n^2$. Обозначим

$$\sum_{n=-I}^I n^2 = \chi(I).$$

Имеем $\chi(0) = 0$,

$$\chi(I+1) = \chi(I) + (-I-1)^2 + (I+1)^2 = \chi(I) + 2I^2 + 4I + 2,$$

следовательно,

$$\chi(I) = \alpha I^3 + \beta I^2 + \gamma I + \delta.$$

Так как $\chi(0) = 0$, то $\delta = 0$.

Вычислим разность

$$\chi(I+1) - \chi(I) = \alpha(I^3 + 3I^2 + 3I + 1 - I^3) + \beta(I^2 + 2I + 1 - I^2) + \gamma = 2I^2 + 4I + 2.$$

Приравнивая коэффициенты при разных степенях I , получим

$$I^2 : 3\alpha = 2 \rightarrow \alpha = 2/3;$$

$$I : 3\alpha + 2\beta = 4 \rightarrow \beta = 1;$$

$$I^0 : \alpha + \beta + \gamma = 2 \rightarrow \gamma = \frac{1}{3}.$$

Таким образом,

$$\chi(I) = \frac{2}{3}I^3 + I^2 + \frac{1}{3}I = \frac{1}{3}I(I+1)(2I+1).$$

Литература

- [1] Барышевский В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред. – М.: Энергоатомиздат, 1995.
- [2] Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. – М.: Наука, 1986.
- [3] Зельдович Я.Б. Хранение холодных нейтронов. ЖЭТФ, **36** (1959) 1952–1953.
- [4] Франк И.М. Нейтронная оптика и ультрахолодные нейтроны. УФН, **161** (1991) 109–127.
- [5] Шапиро Ф.Л. Электрические дипольные моменты элементарных частиц. Материалы III Зимней школы ФТИ, ч.2. Л-д, 1968, с.14–38; УФН, **95** (1968) 145–158.
- [6] Гуревич И.И., Протасов В.П. Нейтронная физика. – М.: Энергоатомиздат, 1997.
- [7] Алтарев И.С., Боровикова Н.В., Булкин А.П., Весна В.А., Гарусов Е.А., Григорьева Л.А., Егоров А.И., Ерозолимский Б.Г., Ерыкалов А.Н., Захаров А.А., Иванов С.Н., Кезерашвили В.Я., Кирсанов С.Г., Коломенский Э.А., Коноплев К.А., Кузнецов И.А., Лобашев В.М., Маслов Н.Ф., Митюхляев В.А., Окунев И.С., Песков Б.Г., Петров Ю.В., Пикулик Р.Г., Пирожков А.Н., Порсев Г.Д., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Тальдаев Р.Р., Шустов В.А., Щebetов А.Ф. Универсальный жидководородный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ЛИЯФ. Письма в ЖЭТФ, **44** (1986) 269–272.

- [8] Altarev I.S., Mityukhljaiev V.A., Serebrov A.P., Zakharov A.A. Cold and ultracold neutron sources in Gatchina, Russia. *J. Neutron Research*, **1** (1993) 71–77.
- [9] Serebrov A.P., Mityukhlyaev V.A., Zakharov A.A., Nesvizhevskii V.V., Kharitonov A.G. Is it possible to have the next generation of UCN sources with densities $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$? *Письма в ЖЭТФ*, **59** (1994) 728–733.
- [10] Serebrov A.P., Mityukhlyaev V.A., Zakharov A.A., Kharitonov A.G., Nesvizhevskii V.V., Lasakov M.S., Tal'daev R.R., Aldushchenkov A.V., Varlamov V.E., Vasil'ev A.V. Experimental study of a solid-deuterium source of ultracold neutrons. *JETP Lett.*, **62** (1995) 785–790.
- [11] Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S., Drexel W., Fomin A., Geltenbort P., Morozov V., Panin Yu., Pendlebury J., Schreckenbach K. Neutron lifetime measured by monitored storing of ultra-cold neutrons. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 440** (2000) 511–516.
- [12] Arzumanov S., Bondarenko L., Chernyavsky S., Drexel W., Fomin A., Geltenbort P., Günnewein F., Morozov V., Panin Yu., Pendlebury J., Schreckenbach K. Neutron life time value measured by storing ultracold neutrons (UCN) with detection of inelastically scattered neutrons. *Proc. of 5th International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei (ISINN-5) E3-97-213*, Dubna, 1997, p.53-66.
- [13] Byrne J., Dawber P.G., Habeck C.G., Smidt S.J., Spain J.A., Williams A.P. A revised value for the neutron lifetime measured using a Penning trap. *Europhys. Lett.*, **33** (1996) 187–192.
- [14] Мампе В., Бондаренко Л.Н., Морозов В.И., Панин Ю.Н., Фомин А.И. Измерение времени жизни нейтрона методом хранения УХН с регистрацией неупруго рассеянных нейтронов. *Письма в ЖЭТФ*, **57** (1993) 77–81.

- [15] Несвижевский В.В., Серебров А.П., Тальдаев Р.Р., Харитонов А.Г., Алфименков В.П., Стрелков А.В., Швецов В.Н. Измерение времени жизни нейтрона в гравитационной ловушке и анализ экспериментальных ошибок. *ЖЭТФ*, **102** (1992) 740–747.
- [16] Алфименков В.П., Варламов В.Е., Васильев А.В., Гудков В.П., Луциков В.И., Несвижевский В.В., Серебров А.П., Стрелков А.В., Сумбаев С.О., Тальдаев Р.Р., Харитонов А.Г., Швецов В.Н. Результаты измерений времени жизни нейтрона с гравитационной ловушкой ультрахолодных нейтронов. Письма в *ЖЭТФ*, **52** (1990) 984–989.
- [17] Kossakowski R., Grivot P., Liand P., Schreckenbach K., Azuelos G. Neutron lifetime measurement with a helium-filled time projection chamber. *Nucl. Phys.*, **A 503** (1989) 473–500.
- [18] Mampe W., Ageron P., Bates C., Pendlebury J. M., Steyerl A. Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons. *Phys. Rev. Lett.*, **63** (1989) 593–596.
- [19] Paul W., Anton F., Paul L., Paul S., Mampe W. Measurement of the neutron lifetime in a magnetic storage ring. *Z. Phys.*, **C 45** (1989) 25–30.
- [20] Anton F., Paul W., Mampe W., Paul L., Paul S. Measurement of the neutron lifetime by magnetic storage of free neutrons. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 284** (1989) 101–107.
- [21] Last J., Arnold M., Döhner J., Dubbers D., Freedman S.J. Pulsed-beam neutron-lifetime measurement. *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988) 995–998.
- [22] Спивак П.Е. Время жизни нейтрона из эксперимента ИАЭ. *ЖЭТФ*, **94** (1988) 1–11.
- [23] Arnold M. Messung der Lebensdauer freier Neutronen. Dissertation, University of Heidelberg, 1987.

- [24] Косвинцев Ю.Ю., Морозов В.И., Терехов Г.И. Измерение времени жизни нейтрона методом хранения УХН. Письма в ЖЭТФ, **44** (1986) 444–446.
- [25] Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И., Терехов Г.И. Применение ультрахолодных нейтронов для измерения времени жизни нейтрона. Письма в ЖЭТФ, **31** (1980) 257–261.
- [26] Byrne J., Morse J., Smith K.F., Shaikh F., Green K., Greene G.L. A new measurement of the neutron lifetime. Phys. Lett., **B 92** (1980) 274–278.
- [27] Бондаренко Л.Н., Кургузов В.В., Прокофьев Ю.А., Рогов Е.В., Спивак П.Е. Измерение периода полураспада нейтрона. Письма в ЖЭТФ, **28** (1978) 329–333.
- [28] Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen A., Brown W.K., Rustad B.M. Free-neutron beta-decay half-life. Phys. Rev., **D 5** (1972) 1628–1640.
- [29] Abele H. The Standard Model and the neutron β -decay. Nucl. Instr. and Meth., **A 440** (2000) 499–510.
- [30] Review of Particle Physics. Hagiwara K. et al. (Particle Data Group). Phys. Rev., **D 66** (2002). 974 p.
- [31] Алфименков В.П., Несвижевский В.В., Серебров А.П., Стрелков А.В., Тальдаев Р.Р., Харитонов А.Г., Швецов В.Н. Аномальное взаимодействие ультрахолодных нейтронов с поверхностью бериллиевых ловушек. Письма в ЖЭТФ, **55** (1992) 92–94.
- [32] Серебров А.П., Романенко Н.В., Жеребцов О.М., Ласаков М.С., Васильев А.В., Фомин А.К., Краснощекова И.А., Харитонов А.Г., Варламов В.Е. Аномальные потери и сечение захвата ультрахолодных нейтронов на дефектах в веществе. Препринт ПИЯФ–2576, Гатчина, 2004. 24 с.; Phys. Lett., **A 335** (2005) 327–336.
- [33] Kharitonov A.G., Nesvizhevsky V.V., Serebrov A.P., Taldaev R.R., Varlamov V.V., Vasilyev A.V., Alfimenkov V.P., Lushchikov V.I., Shvetsov V.N., Strelkov A.V. Preliminary results of neutron lifetime

- measurements with gravitational UCN trap. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 284** (1989) 98–100.
- [34] Serebrov A., Varlamov V., Kharitonov A., Fomin A., Pokotilovski Yu., Geltenbort P., Butterworth J., Krasnoschekova I., Lasakov M., Tal'daev R., Vassiljev A., Zherebtsov O. Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating. *Phys. Lett.*, **B 605** (2004) 72–78.
- [35] Hogan J. Surprise finding reveals short-lived neutrons. *New Scientist*, **2479**, 25 December, 2004.
- [36] Paul W. *Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics and Physics of Fundamental Particles*, Chicago, 1951.
- [37] Владимирский В.В. Магнитные зеркала, каналы и бутылки для холодных нейтронов. *ЖЭТФ*, **39** (1960) 1062–1068.
- [38] Пауль В. Электромагнитные ловушки для заряженных и нейтральных частиц (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1989 г.). *УФН*, **160** (1990) 109–127.
- [39] Ежов В.Ф., Базаров Б.А., Гельтенборт П., Коврижных Н.А., Крыгин Г.Б., Рябов В.Л., Серебров А.П. Магнитная ловушка из постоянных магнитов для хранения ультрахолодных нейтронов. *Письма в ЖТФ*, **27**, вып. 24 (2001) 64–70.
- [40] Ezhov V.F., Andreev A.Z., Glushkov A.A., Glushkov A.G., Groshchev M.N., Knyazkov V.A., Krygin G.B., Ryabov V.L., Serebrov A.P., Bazarov B.A., Geltenbort P., Hartman F.J., Paul S., Picker R., Zimmer O., Kovrizhnykh N.A. First ever storage of ultracold neutrons in a magnetic trap made of permanent magnets. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, **110** (2005) 1–6.
- [41] Барышевский В.Г., Подгорецкий М.И. Ядерная прецессия нейтронов. *ЖЭТФ*, **47** (1964) 1050–1054.

Глава 4

Симметрии и законы сохранения

4.1 Инвариантность гамильтониана и интегралы движения

Рассмотрим некоторый объект (или систему), который описывается волновой функцией Ψ и гамильтонианом H . Гамильтониан определяет закон изменения волновой функции: она удовлетворяет уравнению Шредингера с данным гамильтонианом:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi. \quad (4.1)$$

Пусть теперь волновая функция Ψ объекта (или системы) подвергается унитарному преобразованию U , в результате которого получается функция Ψ^U :

$$\Psi^U = U\Psi \quad (4.2)$$

Эта преобразованная функция также удовлетворяет уравнению Шредингера, но с другим гамильтонианом, вид которого легко получить, действуя на уравнение (1) слева оператором U :

$$i\hbar \frac{\partial U\Psi}{\partial t} = UH \underbrace{U^{-1}U}_1 \Psi,$$

т.е.

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^U}{\partial t} = H^U \Psi^U, \quad (4.3)$$

где преобразованный гамильтониан имеет вид

$$H^U = UH U^{-1}. \quad (4.4)$$

В силу унитарности ($U^+U = 1$) оператор U можно представить в виде

$$U = e^{i\tau T},$$

и, соответственно,

$$U^+ = U^{-1} = e^{-i\tau T},$$

где T — эрмитов оператор (т.е. $T = T^+$), называемый генератором преобразования, а τ — некоторый параметр, характеризующий преобразование, так что выражение (4.4) запишется следующим образом:

$$H^U = e^{i\tau T} H e^{-i\tau T}. \quad (4.5)$$

Для бесконечно малого преобразования (мал параметр τ) имеем

$$H^U = (1 + i\tau T)H(1 - i\tau T) = H + i\tau[T, H]. \quad (4.6)$$

Отсюда следует, что для того чтобы гамильтониан был инвариантен относительно преобразования, порождаемого оператором T (т.е., другими словами, чтобы преобразование, порождаемое этим оператором, не нарушало законов природы), T должен коммутировать с гамильтонианом:

$$[T, H] = 0. \quad (4.7)$$

Действительно, тогда $H^U = H$.

С другой стороны, скорость изменения среднего любой физической величины определяется коммутатором оператора этой величины с гамильтонианом:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[TH]. \quad (4.8)$$

Если коммутатор равен нулю, то среднее величины $\langle T \rangle$ не зависит от времени, следовательно, T является интегралом движения.

Таким образом, любому унитарному преобразованию, оставляющему гамильтониан системы инвариантным, отвечает интеграл движения.

Сам гамильтониан можно считать генератором бесконечно малого унитарного преобразования, представляющего сдвиг во времени.

Действительно, уравнение Шредингера можно переписать так:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\Psi(t + \tau) - \Psi(t)}{\tau} = \frac{1}{i\hbar} H \Psi, \quad (4.9)$$

т.е.

$$\Psi^U = \Psi(\tau + t) = \left(1 + \frac{\tau}{i\hbar} H\right) \Psi(t), \quad (4.10)$$

откуда

$$T = -\frac{H}{\hbar}, \quad (4.11)$$

т.е. закон сохранения энергии есть следствие инвариантности гамильтониана по отношению к сдвигу во времени. Эта инвариантность (однородность времени) имеет место, когда H не зависит явно от времени.

Аналогично можно показать, что закон сохранения импульса связан с инвариантностью гамильтониана по отношению к бесконечно малым сдвигам в пространстве. Действительно, в этом случае

$$\Psi^U = \Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = (1 + \mathbf{a}\nabla)\Psi(\mathbf{r}), \quad (4.12)$$

то есть

$$T = \frac{\nabla}{i} = -\frac{\mathbf{p}}{\hbar}, \quad (4.13)$$

где $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса.

Точно так же оператор момента импульса является генератором бесконечно малых поворотов в пространстве, и закон сохранения момента импульса есть следствие инвариантности гамильтониана относительно таких поворотов.

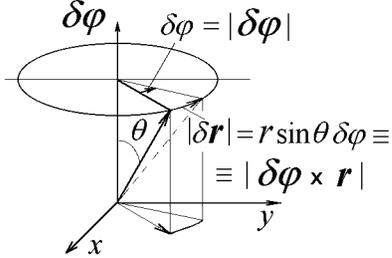


Рис. 4.1. Повороту системы на малый угол $\delta\varphi$ можно сопоставить вектор $\delta\varphi$, направленный по оси поворота и равный по величине углу поворота

В этом случае изменение вектора \mathbf{r} при повороте системы на малый угол $\delta\varphi$ (вектор, направленный по оси поворота и равный по величине углу поворота) равно (см. рис. 4.1)

$$\delta\mathbf{r} = [\delta\varphi \times \mathbf{r}], \quad (4.14)$$

так как из рисунка нетрудно видеть, что $|\delta\mathbf{r}| = r \sin \theta \delta\varphi$, где θ — угол между направлениями вектора \mathbf{r} и оси поворота. Тогда

$$\Psi^U = \Psi(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}) = (1 + [\delta\varphi \times \mathbf{r}]\nabla)\Psi(\mathbf{r}) = (1 + \delta\varphi[\mathbf{r} \times \nabla])\Psi(\mathbf{r}), \quad (4.15)$$

так что

$$T = -\frac{\mathbf{L}}{\hbar}, \quad (4.16)$$

где $\mathbf{L} = -i\hbar[\mathbf{r} \times \nabla]$ — оператор момента импульса.

Описанная связь между законами сохранения и свойствами симметрии гамильтониана позволяет существенно упростить выбор гамильтонианов для описания физических систем, подчиняющихся тем или иным законам сохранения.

Для примера рассмотрим частицу, обладающую импульсом \mathbf{p} , спином \mathbf{S} и моментом импульса \mathbf{L} , и попытаемся для ее описания найти наиболее общий вид гамильтониана, который, кроме кинетической энергии $p^2/2M$, содержит еще и члены, линейные по \mathbf{p} , \mathbf{S} и \mathbf{L} .

Требование инвариантности по отношению к поворотам (изотропность пространства) ограничивает возможные комбинации из этих векторов скалярами. Их всего шесть:

$$(\mathbf{pL}), (\mathbf{pS}), (\mathbf{LS}), (\mathbf{p}[\mathbf{S} \times \mathbf{L}]), (\mathbf{S}[\mathbf{p} \times \mathbf{L}]), (\mathbf{L}[\mathbf{p} \times \mathbf{S}]).$$

Если добавить еще требование инвариантности относительно изменения движения на противоположное, что эквивалентно изменению знака времени, то останутся только первые три члена. Наконец, требование, чтобы гамильтониан не менялся при инверсии пространственных координат (т.е. при изменении знака всех трех координат), оставляет только один член (\mathbf{LS}), так как остальные изменяют знак.

В результате, простейшее добавочное взаимодействие, связанное с наличием спина у частицы, будет иметь вид

$$H = \beta(\mathbf{LS}). \quad (4.17)$$

Это известная спин-орбитальная связь, играющая важную роль как в атомной, так и в ядерной физике.

Преобразования обращения движения и инверсии координат относятся к так называемым дискретным преобразованиям. В отличие от сдвигов и поворотов, они не могут быть получены непрерывным образом из тождественного преобразования (т.е. не существует соответствующих бесконечно малых преобразований).

Однако инвариантность по отношению к операции инверсии координат, которую можно описать унитарным оператором, также приводит к сохранению некоторой величины, называемой четностью.

Операция обращения движения является более сложной. Она описывается антиунитарным оператором. А симметрия гамильтониана относительно преобразований с антиунитарными операторами приводит к так называемым правилам суперотбора, следствием которых также может быть сохранение некоторых квантовых чисел (см., например, [1]).

4.2 Инвариантность относительно инверсии координат (зеркальная симметрия)

Заметим сначала, что инверсия пространственных координат эквивалентна изменению знака одной из координат (т.е. зеркальному отражению относительно плоскости, ей перпендикулярной) и повороту на 180° относительно этой оси. Поэтому инвариантность относительно инверсии координат эквивалентна инвариантности относительно зеркального отражения.

Инвариантность законов природы относительно пространственной инверсии (P -инвариантность) означает следующее: если мы имеем некоторый существующий в природе физический процесс или свойство реального объекта, то в результате зеркального отражения мы придем также к существующему процессу или свойству реального объекта. Причем, обе „реальности“, „первоначальная“ и „зеркальная“, должны быть равновероятны.

В качестве примера таких зеркально-инвариантных процессов рассмотрим распространение свободного протона, нейтрона или γ -кванта со спином, параллельным импульсу (рис. 4.2).

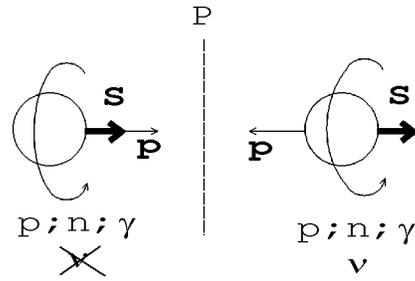


Рис. 4.2. Зеркально-инвариантные процессы распространения нейтрона, протона и фотона со спинами, параллельными либо антипараллельными импульсу.

Процесс распространения нейтрино нарушает зеркальную инвариантность, поскольку нейтрино со спином, параллельным импульсу, не существует

В результате отражения в зеркале приходим к протону, нейтрону, γ -кванту, но со спинами, антипараллельными импульсу, а такие также существуют в природе. Таким образом, эти процессы являются P -инвариантными. Более того, поскольку мы знаем, что фотоны рождаются и поглощаются в электромагнитных взаимодействиях заряженных частиц, то приведенный пример есть указание на то, что любые электромагнитные процессы инвариантны относительно инверсии координат.

Примером зеркально-неинвариантного процесса является распространение нейтрино, поскольку нейтрино со спином, параллельным импульсу, не существует, а так как мы знаем, что нейтрино рождаются в так называемых слабых взаимодействиях, то мы говорим, что слабые взаимодействия устроены таким образом, что отличают, где „право“, а где „лево“, т.е. нарушают зеркальную симметрию.

Впервые гипотезу о нарушении зеркальной инвариантности в слабом взаимодействии выдвинули Ли и Янг [2] в 1956 г. на основе анализа так называемой $(\tau - \theta)$ -проблемы, которая состояла в том, что частицы с совпадающими массами и временами жизни τ^+ и θ^+ распадались на три и два пи-мезона, соответственно. Эти состояния конечных систем имеют различную четность. Ли и Янг предположили, что τ^+ и θ^+ — это одна и та же частица (позже ее назвали K^+ -мезоном), но слабое

взаимодействие, которым обусловлен ее распад, не сохраняет четность (т.е. нарушает зеркальную инвариантность, см. ниже). Они предложили ряд экспериментов по проверке этой гипотезы. Экспериментальное доказательство нарушения зеркальной инвариантности было получено в 1957 году группой Ву [3], которая осуществила эксперимент по бета-распаду поляризованных ядер ^{60}Co ($^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}$). Оказалось, что электроны предпочитают вылетать против направления спина ядра (см. рис. 4.3).

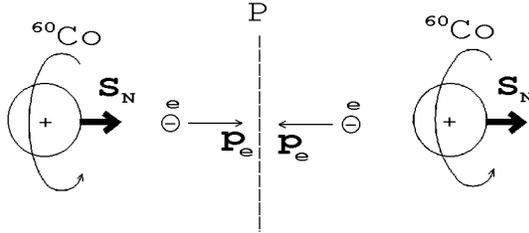


Рис. 4.3. Зеркально-неинвариантный β -распад ^{60}Co

Если бы была зеркальная симметрия, электроны вылетали бы изотропно (т.е. ситуации, изображенные на левой и правой картинках рис. 4.3, были бы равновероятны). Математическое выражение для вероятности распада можно записать так:

$$W = W_0[1 + a_{SP}(\mathbf{S}_N \mathbf{p}_e)]. \quad (4.18)$$

P -нечетная добавка (\mathbf{Sp}) дает право-левою асимметрию. Однако нарушенную симметрию можно восстановить, и вот каким способом. Давайте вместе с пространственным отражением (P) произведем операцию замены частиц на античастицы (зарядовое сопряжение C). Тогда нейтрино перейдет в антинейтрино, а антинейтрино как раз имеет противоположную спиральность (оно — право-винтовое), и, следовательно, относительно операции CP симметрия восстанавливается. В этом случае для β -распада мы получим следующую картинку (рис. 4.4).

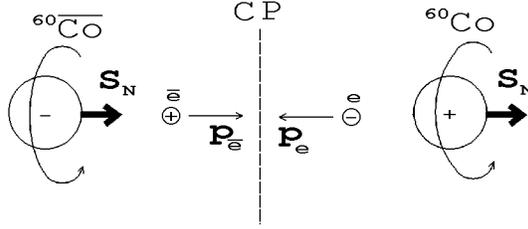


Рис. 4.4. CP -инвариантный β -распад ^{60}Co

То есть процесс, наблюдаемый в зеркале, — это процесс, реально происходящий в антимире, а поэтому, добавив операцию зарядового сопряжения, мы приходим опять к возможному процессу в нашем мире. Таким образом, β -распад был бы изотропен, если бы наш мир состоял из одинаковой смеси ядер и антиядер, и мы не умели различать частицы и античастицы. Гипотезу о такой зарядово-зеркальной симметрии (или о сохранении комбинированной четности) выдвинули Ли, Янг [4] и Ландау [5] в 1957 году.

Четность и P -инвариантность

Сформулируем понятие P -инвариантности математически. Пусть имеется объект, состояние которого описывается волновой функцией ψ . Применим операцию инверсии:

$$P\psi = \psi^p. \quad (4.19)$$

Получили новое состояние, которое удовлетворяет следующему уравнению Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi^p}{\partial t} = H^p \psi^p, \quad (4.20)$$

где

$$H^p = P H P^{-1}. \quad (4.21)$$

Таким образом, состояние ψ^p описывается гамильтонианом (4.21), и, если потребовать равенства $P H P^{-1} = H$ или

$$P H - H P = [P H] = 0, \quad (4.22)$$

то функция ψ^p также будет описывать возможное состояние той же системы или объекта. С другой стороны, равенство коммутатора нулю

означает, что среднее $\langle P \rangle$ сохраняется во времени. Поэтому особый интерес представляют собственные значения оператора P :

$$P|u\rangle = p|u\rangle. \quad (4.23)$$

Они сразу определяются, если потребовать, чтобы $|u\rangle$ была однозначной функцией координат, тогда

$$P^2|u\rangle = p^2|u\rangle = |u\rangle \quad (4.24)$$

и, следовательно,

$$p = \pm 1.$$

Состояния $|u_+\rangle$, удовлетворяющие

$$P|u_+\rangle = |u_+\rangle,$$

называются состояниями положительной четности.

Состояния $|u_-\rangle$:

$$P|u_-\rangle = -|u_-\rangle,$$

называются состояниями отрицательной четности.

Важное следствие P -инвариантности

- Собственные состояния гамильтониана H , соответствующие невырожденным собственным значениям E , являются также и собственными состояниями оператора P , то есть имеют определенную четность.

Действительно, если

$$H|u\rangle = E|u\rangle,$$

то

$$PHP^{-1}P|u\rangle = EP|u\rangle$$

или

$$HP|u\rangle = EP|u\rangle.$$

В силу невырожденности E функция $P|u\rangle$ должна быть пропорциональна $|u\rangle$:

$$P|u\rangle = p|u\rangle,$$

а это и означает, что $|u\rangle$ является собственной функцией оператора P . Заметим, что данное утверждение является частным случаем теоремы о собственных функциях полного набора коммутирующих операторов. В частности, собственные функции оператора орбитального момента имеют определенную четность. Они имеют вид

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) \sim \sin^m(\theta)(\cos^{l-m}\theta + a \cos^{l-m-2}\theta + \dots)e^{im\varphi}.$$

В полярных координатах инверсия $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ эквивалентна замене переменных $r, \theta, \varphi \rightarrow r, \pi - \theta, \pi + \varphi$. Так что

$$PY_{lm}(\theta, \varphi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (4.25)$$

Все наблюдаемые величины можно разделить на четные и нечетные, в зависимости от того, меняют или нет знак при инверсии координат операторы, соответствующие этим величинам:

$$PA(+)P^{-1} = A(+); \quad PA(-)P^{-1} = -A(-).$$

В состоянии с определенной четностью среднее значение любой наблюдаемой величины отрицательной четности (P -нечетной) равно нулю. Действительно, с одной стороны,

$$A = \langle u_{\pm} | A | u_{\pm} \rangle,$$

а с другой, выполняя преобразование, будем иметь

$$A = \langle u_{\pm} P^{-1} P | A | P^{-1} P u_{\pm} \rangle = -A,$$

то есть $A = 0$.

Для среднего P -нечетной величины в состоянии, которое есть комбинация состояний с противоположной четностью, будем иметь

$$\begin{aligned} \langle \alpha u_+ + \beta u_- | A(-) | \alpha u_+ + \beta u_- \rangle &= \alpha^* \beta \langle u_+ | A | u_- \rangle + \beta^* \alpha \langle u_- | A | u_+ \rangle = \\ &= 2\text{Re } \alpha^* \beta \langle u_+ | A | u_- \rangle. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Эта величина отлична от нуля, только если имеется смесь состояний противоположной четности, то есть когда четность не является квантовым числом и, соответственно, не сохраняется.

Если считать, что электрический заряд Q — скаляр, т.е. P -четная величина, то отсюда следует, что магнитный заряд, электрический дипольный момент, магнитный квадрупольный момент и т.д. являются P -нечетными, и, следовательно, у любого объекта в основном состоянии они должны отсутствовать. В то же время магнитный момент, электрический квадрупольный момент P -четны и поэтому существуют. Однако после обнаружения несохранения P -четности все оказалось сложнее. Наличие асимметрии в β -распаде как раз и означает неравенство нулю P -нечетной величины $\overline{\cos\theta} \sim \sigma p$ (т.е. среднего \cos угла вылета), которая и определяется величиной a_{SP} (4.18).

Важную роль в исследовании упомянутых выше симметрий, а также свойств слабых взаимодействий, в которых проявляются нарушения этих симметрий, сыграли и играют медленные нейтроны.

4.3 Изучение структуры слабых взаимодействий

В 1996 году физическая общественность отметила столетие со дня открытия радиоактивности атомных ядер. В начале 1896 г. Беккерель обнаружил, что соли урана испускают проникающее излучение. Далее он установил, что это явление, названное им радиоактивностью, целиком связано с присутствием урана, который стал первым открытым радиоактивным химическим элементом. Через несколько лет подобные свойства были обнаружены у тория, затем у полония и радия, открытых Марией и Пьером Кюри (в 1903 г. им была присуждена Нобелевская премия: Беккерелю за открытие спонтанной радиоактивности, а супругам Кюри за исследование радиационных явлений, открытых профессором Анри Беккерелем). В дальнейшем оказалось, что все химические элементы, номера которых больше 82, радиоактивны, а с появлением ускорителей и ядерных реакторов у всех химических элементов были обнаружены радиоактивные изотопы, которые в большинстве не встречаются в естественных условиях.

В 1898 г. Резерфорд обнаружил две различные по проникающей способности компоненты радиоактивного излучения, названные им α - и β -излучением, а в 1900 г. Виллард нашел третью, наиболее проника-

ющую компоненту — γ -излучение, названную так по аналогии.

С открытия β -распада ядер фактически началась история исследований слабого взаимодействия. Природа β -распада оставалась загадкой до тех пор, пока Ферми в 1933 г. не построил первую теорию, используя гипотезу Паули, выдвинутую в 1931 г. для объяснения сплошного спектра β -частиц (и, тем самым, для спасения закона сохранения энергии), о том, что в этом процессе наряду с электроном испускается легкая нейтральная частица — нейтрино. Для описания β -распада нейтрона Ферми ввел так называемое четырехфермионное взаимодействие, поскольку в нем участвуют четыре фермиона: протон, нейтрон, а также электрон и нейтрино. Оказалось, что вероятности β -распадов и спектры β -электронов можно с хорошей точностью описать единственной размерной константой Ферми: $G_F = 1,436 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³. В системе единиц $\hbar = 1$, $c = 1$ она равна $G_F \approx 10^{-5}/m_p^2$. Константа Ферми мала, поэтому малы вероятности процессов β -распада, которые пропорциональны G_F^2 . После открытия мюонов, π -мезонов и странных частиц оказалось, что распады этих частиц обусловлены тем же слабым четырехфермионным взаимодействием и с той же константой G_F . Удивительный успех этой теории в том, что при колоссальном разбросе времен жизни τ (например, мюоны живут приблизительно $2 \cdot 10^{-6}$ с, а нейтрон около 900 с) эта разница естественным образом объясняется различным энерговыделением Δ при распаде, поскольку вероятность распада пропорциональна пятой степени энерговыделения: $\tau^{-1} \propto G_F^2 \Delta^5$. Последующие исследования новых типов открытых частиц („очарованных“ и „прелестных“, B -мезонов, τ -лептонов) подтвердили этот закон. Таким образом, слабое взаимодействие оказалось универсальным, ответственным за „медленные“ распады всех элементарных частиц.

Начиная с 1958 года были проведены эксперименты по исследованию несохранения четности в β -распаде нейтрона. Изучение корреляций $(\mathbf{S}_n \mathbf{P}_e)$, $(\mathbf{S}_n \mathbf{P}_\nu)$, где \mathbf{S}_n — спин нейтрона, \mathbf{P}_e , \mathbf{P}_ν — импульсы электрона и антинейтрино, соответственно, позволило выбрать окончательный вариант теории β -распада.

Напомним основные положения этой теории, которая, в частности,

должна описывать как процесс β -распада нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

так и β -распад мюона,

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

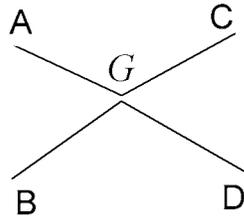
В своем первом простейшем варианте теории Ферми исходил из следующих соображений, см. [6]. Вероятность (w) перехода в единицу времени системы из одного состояния в другое (время жизни системы по отношению к этому переходу при этом будет равно $\tau = 1/w$) можно представить в виде („золотое правило Ферми“)

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |H|^2 \rho(E), \quad (4.27)$$

где H — матричный элемент перехода, $\rho(E)$ — число конечных состояний на единичный интервал энергий (в главе 2 мы вычислили эту величину для случая рассеяния частицы на неподвижном силовом центре). Теперь попробуем написать и вычислить матричный элемент. Рассмотрим, например, такой процесс:

$$A + B \rightarrow C + D,$$

который можно изобразить следующим образом:



Это столкновение частиц A и B с превращением их, соответственно, в C и D , т.е. взаимодействие четырех частиц.

В первом порядке теории возмущений матричный элемент такого процесса можно записать в виде

$$H = \int \psi_C^*(C) \psi_D^*(D) V(A, B, C, D) \psi_A(A) \psi_B(B) d\tau_A d\tau_B d\tau_C d\tau_D. \quad (4.28)$$

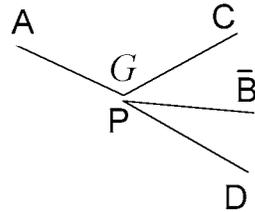
Потенциал $V(A, B, C, D)$ описывает взаимодействие четырех частиц. Однако это далекодействующий потенциал, поскольку при изменении положения одной из частиц другая „мгновенно чувствует“ изменение потенциала. С точки зрения же теории относительности, любое взаимодействие передается с конечной скоростью, поэтому передача взаимодействия должна осуществляться также некоторыми частицами — „квантами“ поля, скорость которых меньше или равна c . Обойти эту трудность можно, предположив, что сами частицы точечные, и взаимодействуют они, столкнувшись в одной точке, скажем, P . В таком случае матричный элемент принимает очень простой вид:

$$H = G \int \psi_C^*(P)\psi_D^*(P)\psi_A(P)\psi_B(P)d\tau. \quad (4.29)$$

Коэффициент G выражает силу взаимодействия между четырьмя частицами. Заметим, что из теории относительности (релятивистской инвариантности) следует также, что если существует процесс $A + B \rightarrow C + D$, то точно так же существует процесс

$$A \rightarrow C + D + \bar{B},$$

т.е. распад частицы A на три частицы C, D и анти- B .



Это связано с тем, что событие B (частица в „начальной“ точке) в зависимости от выбора системы отсчета может произойти либо раньше события столкновения в точке P ($t_B < t_P$), либо позже его ($t_B > t_P$), тогда наблюдатель видит распад частицы. В силу закона сохранения заряда частица, движущаяся „назад“ во времени должна быть анти-частицей. Более того, из релятивистской инвариантности следует, что все процессы, которые можно получить подобным образом, должны описываться одним и тем же матричным элементом (только конечная волновая функция частицы \bar{B} должна быть комплексно сопряженной).

Выражение матричного элемента перехода существенно зависит от того, как именно выразить взаимодействие частиц через волновые функции. Наше выражение H содержит только сами волновые функции, а не их производные. Во многих случаях это не противоречит релятивистской инвариантности. Для частиц же, обладающих спином, выражение их посредством только одной волновой функции совершенно недостаточно. Для них, вместо простых скалярных функций, следует поставить величины с несколькими компонентами. В этом отношении наиболее известен пример электромагнитного поля, которое может быть выражено через скалярный и векторный потенциалы, так что электромагнитная волна характеризуется обычно четырьмя величинами: скалярным и тремя компонентами векторного потенциала. Аналогично частицы со спином $1/2$ описываются в теории Дирака 4-х компонентными волновыми функциями. Таким образом, в общем случае матричный элемент должен иметь более сложную структуру, и число констант также может быть больше одной, но для ряда оценок можно использовать тот простейший вид, который мы написали выше. Дальнейшее уточнение можно провести по аналогии с электродинамикой.

4.3.1 Четырехфермионное взаимодействие Ферми

Плотность энергии взаимодействия протона (или другой заряженной частицы) со спином $1/2$ в некоторой пространственно-временной точке x с электромагнитным полем, описываемым 4-вектором потенциала $A_\mu(x) \equiv (\varphi, \mathbf{A})$, имеет структуру, похожую на структуру матричного элемента, написанного выше, только в нее входят три волновые функции: начальная и конечная протона и волновая функция фотона в комбинации, образующей релятивистский инвариант

$$V_{em} = e j_\mu(x) A_\mu(x),$$

где $j_\mu = (\rho, \mathbf{j})$ — 4-вектор плотности тока, $j_\mu(x) = \bar{p}(x) \gamma_\mu p(x)$, $p(x)$ — волновая функция заряженной частицы (например, протона), $\bar{p}(x) = p^\dagger(x) \gamma_0$ — дираковски сопряженная функция, γ_μ — матрицы Дирака, которые определены следующим образом.

Напомним, что уравнение Дирака можно написать в разном виде. Один из них аналогичен уравнению Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi, \quad (4.30)$$

где оператор Гамильтона определяется через матрицы Дирака

$$H = c\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \beta mc^2, \quad (4.31)$$

$\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса, эрмитовы матрицы Дирака $\boldsymbol{\alpha}$ и β можно выбрать в виде

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$\beta^2 = I$, $\alpha_i^2 = 1$. Матрицы β и α_i удовлетворяют следующим перестановочным соотношениям: $\alpha_i\beta + \beta\alpha_i = 0$ и $\alpha_i\alpha_k + \alpha_k\alpha_i = 2\delta_{ik}$, т.е. все разные матрицы антикоммутируют.

С другой стороны, умножая уравнение Дирака слева на β (и переходя к системе единиц $\hbar = 1, c = 1$), его можно переписать в релятивистски инвариантном виде:

$$i(\nabla_\mu \gamma_\mu + im)\psi = 0, \quad (4.32)$$

или

$$(p_\mu \gamma_\mu - m)\psi = 0. \quad (4.33)$$

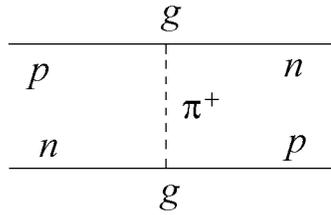
Здесь $p_0 = i\partial/\partial t = i\nabla_0$, $\mathbf{p} = -i\nabla$,

$$\boldsymbol{\gamma} = \beta\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_0 = \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

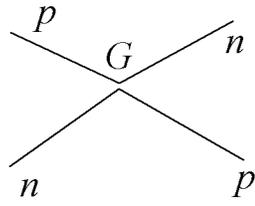
$\gamma_0^2 = 1$, $\gamma_i^2 = -1$ и $\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 0$ для $\mu \neq \nu$ (напомним, что греческие индексы пробегают значения 0, 1, 2, 3, а латинские — 1, 2, 3). Далее нам понадобятся матрица

$$\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = -\begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix},$$

например, π -мезоном, то его радиус определялся бы комптоновской длиной волны этой частицы, т.е. $\hbar/m_\pi c$, и, кроме того, если частица заряженная, происходило бы изменение заряда взаимодействующих частиц:



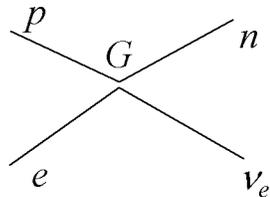
И, наконец, если промежуточная частица обладает бесконечно большой массой, то взаимодействие произойдет только в точке, где частицы столкнутся, как изображено ниже:



Таким образом, мы пришли к рассмотренному выше четырехчастичному взаимодействию исходя из трехчастичного. Ферми постулировал для слабых взаимодействий именно такой вид. Для β -распада он написал следующее выражение для плотности энергии слабого взаимодействия четырех фермионов:

$$H_\beta = \frac{G_F \hbar^3}{c\sqrt{2}} [\bar{p}(x)\gamma_\mu n(x)] [\bar{e}(x')\gamma_\nu \nu_e(x')] \delta_{\mu\nu} \delta(x - x') + \text{э.с.}$$

Это так называемое контактное четырехфермионное взаимодействие Ферми (взаимодействие с бесконечно малым радиусом):



Матричный элемент перехода за счет такого слабого взаимодействия в нерелятивистском приближении (например, при рассеянии нейтрона на лептоне) будет равен рассмотренному выше:

$$\langle k|H_\beta|i\rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \int \psi_k^{l*}(\mathbf{r}_1)\psi_k^{N*}(\mathbf{r}_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\psi_i^l(\mathbf{r}_1)\psi_i^N(\mathbf{r}_2)d^3r_1d^3r_2 = \frac{G_F}{\sqrt{2}},$$

так что амплитуда слабого рассеяния, например, электрона на нуклоне

$$a = \frac{m_e}{2\pi\hbar^2}\langle k|H_\beta|i\rangle \sim \frac{m_e G_F}{2\pi\sqrt{2}} \approx \frac{m_e \cdot 10^{-6}}{m_p^2} \approx \frac{m_e \cdot 10^{-20}}{m_p} \text{ см.}$$

Отсюда можно оценить порядок слабых сечений при нерелятивистских энергиях частиц, они $\sim 10^{-46}$ см².

Первый множитель в выражении для гамильтониана, составленный из нуклонных волновых функций, аналогичен электромагнитному току только с превращением нейтрона в протон, что соответствует изменению заряда нуклона в процессе β -распада. Поэтому величину

$$j_\mu^N = \bar{p}(x)\gamma_\mu n(x)$$

называют заряженным векторным адронным током (*адроны* — это сильновзаимодействующие частицы, которые, в свою очередь, делятся на *барионы* с полуцелыми спинами и *мезоны* с целыми спинами), кроме того, во взаимодействие входит заряженный лептонный ток

$$j_\mu^e = \bar{e}(x)\gamma_\mu \nu(x).$$

Гамильтониан H_β описывает так называемое векторное взаимодействие (V) заряженных токов. Вскоре после Ферми было отмечено, что можно построить еще четыре типа взаимодействий, инвариантных относительно преобразований Лоренца и инверсии координат, — это скалярное (S), которое представляет из себя произведение двух скаляров — $[\bar{p}n][\bar{e}\nu]$, псевдоскалярное (P) — $[\bar{p}\gamma_5 n][\bar{e}\gamma_5 \nu]$, аксиально-векторное (A) — $[\bar{p}\gamma_\mu \gamma_5 n][\bar{e}\gamma_\mu \gamma_5 \nu]$ и тензорное (T), представляющее произведение антисимметричных тензоров, — $[\bar{p}\sigma_{\mu\nu} n][\bar{e}\sigma_{\mu\nu} \nu_e]$, где $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$. Исследования β -спектров для переходов разного типа¹ показали, что

¹Суммарный момент, уносимый вылетевшими электроном и антинейтрино при β -распаде мо-

в гамильтониан должны входить только два варианта взаимодействия (а не все пять), причем, некоторые эксперименты свидетельствовали в пользу V - и A -вариантов, а другие в пользу S - и T - (как выяснилось позднее, последние эксперименты были ошибочными).

4.3.2 Теория двухкомпонентного нейтрино

Открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях привело к необходимости добавления к гамильтониану взаимодействия P -нечетной добавки, т.е. псевдоскаляра. Еще в своей первой работе [2] Ли и Янг предложили добавить к гамильтониану общего вида (из пяти слагаемых) еще пять псевдоскалярных слагаемых, состоящих из произведений скаляра на псевдоскаляр — $[\bar{p}n][\bar{e}\gamma_5\nu]$, вектора на псевдовектор — $[\bar{p}\gamma_\mu n][\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5\nu]$, и т.д. Их гамильтониан β -распада в этом случае приобрел вид

$$H_\beta = \sum_i (\bar{p}O_i n) (\bar{e}O_i(G_i + G'_i\gamma_5)\nu), \quad (4.34)$$

где $O_i = 1, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}, \gamma_5, \gamma_\mu\gamma_5$. В него вошли 10 неизвестных констант G_i, G'_i , которые нужно определить из опыта.

Следующий важный шаг в понимании структуры слабого взаимодействия, позволивший существенно упростить этот гамильтониан, был сделан Ландау [5], Ли и Янгом [4] и Саламом, выдвинувшими гипотезу двухкомпонентного нейтрино. Она основывается на том предположении, что нейтрино обладает определенной спиральностью (соответственно, антинейтрино — противоположной), тогда во всех процессах с участием нейтрино четность не будет сохраняться. Спиральность нейтрино была измерена в опыте Гольдхабера и др. [7] в 1958 г. Она оказалась отрицательной. Это означает, что в гамильтониан должна входить волновая функция левого нейтрино ν_L . Уточним это понятие.

жет быть равен единице (так называемый переход Гамова–Теллера) или нулю (переходы Ферми), при условии, что обе частицы находятся в s -состоянии. Для этих „разрешенных“ переходов изменение спина ядра может быть равно $\Delta I = 0, \pm 1$, и не происходит изменения четности. Вероятности так называемых запрещенных переходов, для которых уносимый орбитальный момент $l \neq 0$ и $\Delta I > 1$, сильно подавлены, и времена жизни соответствующих β -распадных ядер возрастают на многие порядки, по сравнению с ядрами, распадающимися разрешенными переходами (подробнее см., например, [8, 9]).

Любую дираковскую четырехкомпонентную функцию ψ можно представить в виде

$$\psi = \psi_L + \psi_R, \quad (4.35)$$

где

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi; \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (4.36)$$

— так называемые левые и правые компоненты дираковского биспинора. Функция ψ удовлетворяет уравнению Дирака

$$(\hat{p} - m)\psi = (E\gamma_0 - \mathbf{p}\boldsymbol{\gamma} - m)\psi = 0. \quad (4.37)$$

Здесь, как обычно, $\hat{a} \equiv a_\mu\gamma_\mu = a_0\gamma_0 - \mathbf{a}\boldsymbol{\gamma}$ для любого 4-вектора a_μ . Выражая биспинор ψ через двухкомпонентные спиноры φ и χ ,

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix},$$

и используя явный вид гамма-матриц, из уравнения Дирака получим связь между верхними и нижними компонентами биспинора φ и χ :

$$\chi = \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E + m}\varphi. \quad (4.38)$$

Теперь, пользуясь явным видом матрицы $1 + \gamma_5$, можно написать выражение для левой компоненты ψ_L :

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I & -I \\ -I & I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varphi - \chi \\ \chi - \varphi \end{pmatrix}. \quad (4.39)$$

Таким образом, ψ_L содержит только комбинацию $\varphi - \chi$ и не содержит $\varphi + \chi$. Используя связь φ и χ , имеем

$$\varphi - \chi = \left(1 - \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E + m}\right)\varphi. \quad (4.40)$$

В ультрарелятивистском пределе $E \gg m$ и $v = p/E \rightarrow 1$ получаем

$$\varphi - \chi \approx (1 - \boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\varphi, \quad (4.41)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{p}/p$ — единичный вектор по импульсу частицы. Выбирая ось z вдоль импульса, будем иметь

$$\varphi - \chi \approx (1 - \sigma_z)\varphi = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}\varphi. \quad (4.42)$$

Вспомним теперь, что спинор $\varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ описывает частицу со спином, параллельным оси z , а спинор $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — со спином против оси z . Таким образом, $\psi_L = 0$, если $\varphi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, и $\psi_L \neq 0$, если $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, т.е. ψ_L описывает частицу, спин которой направлен против ее импульса (частицу с левой спиральностью). Точно так же ψ_R описывает правополяризованную частицу (с правой спиральностью). Заметим, что понятие спиральности не является лоренц-инвариантным. Если масса не равна нулю, спиральность такой частицы изменяет знак в системе отсчета, двигающейся в том же направлении быстрее частицы. Чем быстрее частица, тем лучшим квантовым числом является спиральность. Для безмассовых нейтрино спиральность — точное квантовое число.

В теории двухкомпонентного нейтрино гамильтониан слабого взаимодействия упрощается следующим образом:

$$H_\beta = \sum_i G_i (\bar{p} O_i n) (\bar{e} O_i \nu_L) + \text{э.с.} \quad (4.43)$$

4.3.3 Универсальное слабое взаимодействие

Следующий решающий шаг был сделан в 1958 г. Фейнманом, Гелл-Маном [10] и Маршаком, Сударшаном [11]. Они предположили, что не только нейтрино, но и все частицы входят в гамильтониан слабого взаимодействия в виде только левых компонент их волновых функций $\psi_L = (1 + \gamma_5)\psi/2$, то есть в гамильтониан входят выражения типа $\bar{e}_L O_i \nu_L$, где $O_i = 1, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}, \gamma_\mu \gamma_5, \gamma_5$:

$$\bar{e}_L O_i \nu_L = \bar{e} \frac{1 - \gamma_5}{2} O_i \frac{1 + \gamma_5}{2} \nu.$$

Далее нетрудно видеть, что

$$\frac{1 - \gamma_5}{2} \frac{1 + \gamma_5}{2} = \frac{1 - \gamma_5}{2} \sigma_{\mu\nu} \frac{1 + \gamma_5}{2} = \frac{1 - \gamma_5}{2} \gamma_5 \frac{1 + \gamma_5}{2} = 0.$$

Таким образом, в этом случае скалярный, тензорный и псевдоскалярный варианты взаимодействия автоматически запрещены, как это и

следует из экспериментальных данных. Учитывая, что

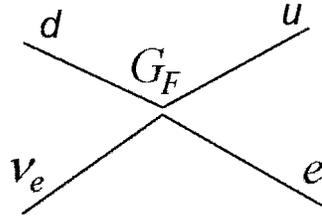
$$\frac{1 - \gamma_5}{2} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{1 + \gamma_5}{2} = \frac{1 - \gamma_5}{2} \gamma_\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} = \gamma_\mu \frac{1 + \gamma_5}{2},$$

получим

$$H_\beta = \frac{G_F \hbar^3}{c\sqrt{2}} [\bar{p}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) n(x)] [\bar{e}(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu(x)] + \text{э.с.}$$

В результате Ферми оказался близок к истине. Оказалось, что взаимодействие имеет ту же структуру, которую написал Ферми, только выражения для токов следует модифицировать. Гамильтониан содержит вместо векторного тока суперпозицию векторного, $\bar{e}(x) \gamma_\mu \nu(x)$, и аксиально-векторного, $-\bar{e}(x) \gamma_\mu \gamma_5 \nu(x)$, токов, и потому этот вариант теории слабых взаимодействий носит название $(V-A)$ -варианта. Заметим, что пространственная часть аксиального тока содержит величину $\gamma_5 c \boldsymbol{\alpha} = -i c \boldsymbol{\sigma}$, пропорциональную спину частицы, поэтому полный ток будет содержать величину $\boldsymbol{v} + c \boldsymbol{\sigma}$, в произведении же двух токов будут присутствовать P-нечетные величины $\boldsymbol{v} \boldsymbol{\sigma} \sim \boldsymbol{p} \boldsymbol{S}$, которые и приводят к P-нечетным корреляциям при β -распаде. Результаты исследования β -распада нейтрона подтвердили эту структуру взаимодействия заряженных токов. Кроме того, оказалось, что такое взаимодействие с единственной константой достаточно хорошо описывает и все остальные возможные процессы с участием электронов, мюонов, нейтрино и адронов, поэтому его называли универсальным слабым взаимодействием. Дальнейшие более точные эксперименты показали, что взаимодействие действительно имеет такую структуру, но только, если под адронным током понимать ток кварков, из которых состоят нуклоны.

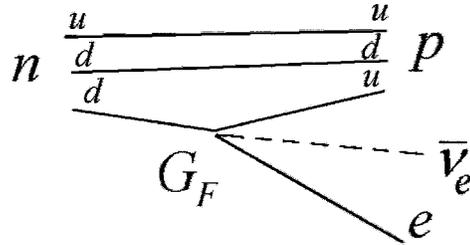
Матричный элемент перехода (плотность матричного элемента, поскольку мы опускаем здесь интегрирование) d -кварка с зарядом $-1/3$ в u -кварк с зарядом $2/3$ с поглощением нейтрино и превращением его в электрон:



будет иметь вид

$$H_\beta = \frac{G_F \hbar^3}{c\sqrt{2}} [\bar{u}(x)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)d(x)][\bar{e}(x)\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu(x)] + \text{э.с.}] \equiv \\ \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} [j_\mu^q j_\mu^l + \text{э.с.}] = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(V_\mu - A_\mu)(v_\mu - a_\mu) + \text{э.с.}],$$

где $j_\mu^q = V_\mu - A_\mu$ и $j_\mu^l = v_\mu - a_\mu$ — кварковый и лептонный токи, имеющие $(V - A)$ -структуру. В этом случае β -распад нейтрона будет связан с переходом одного из нижних d -кварков в верхний u -кварк с испусканием электрона и антинейтрино:



Поскольку в нуклоне кварки связаны, это приводит к тому, что в структуре нуклонного тока аксиальная часть несколько изменяется по сравнению с током точечных кварков (векторная же остается неизменной в силу закона сохранения векторного тока, аналогичного закону сохранения заряда в электродинамике). В результате для β -распада нейтрона матричный элемент принимает вид

$$H_\beta = \frac{G_V}{\sqrt{2}} [(V_\mu + \lambda A_\mu)(v_\mu - a_\mu) + \text{э.с.}],$$

где $\lambda = G_A/G_V$ — отношение аксиально-векторной константы слабого взаимодействия G_A к векторной константе G_V . Через эти константы выражаются экспериментально наблюдаемые величины, в частно-

сти корреляционные коэффициенты. Среднемировое экспериментальное значение λ [12], полученное на 2003 г. из корреляционных экспериментов, равно

$$\lambda = G_A/G_V = -1,2695 \pm 0,029.$$

Приведем выражение для вероятности распада нейтрона (в интервал энергий электрона dE_e и интервал телесных углов электрона и нейтрино $d\Omega_e, d\Omega_\nu$) в зависимости от энергии электрона, а также от направлений импульсов $\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\nu$ электрона и нейтрино, которое получается из вышеприведенного выражения для гамильтониана β -распада нейтрона:

$$W dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \approx p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu \times \left[1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \boldsymbol{\sigma}_n \rangle \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right].$$

Здесь b — так называемый фирцевский член, а корреляционные коэффициенты a, A, B и D определяются величиной λ :

$$a = \frac{1 - |\lambda|^2}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad A = -2 \frac{|\lambda|^2 + \text{Re } \lambda}{1 + 3|\lambda|^2},$$

$$B = 2 \frac{|\lambda|^2 - \text{Re } \lambda}{1 + 3|\lambda|^2}, \quad D = 2 \frac{\text{Im } \lambda}{1 + 3|\lambda|^2}.$$

При наличии инвариантности законов природы относительно обращения движения (инверсии времени) $\text{Im } \lambda = 0$, поэтому корреляционный коэффициент D исчезает: $D = 0$.

Значение величины λ определяется наиболее точно измеренной в настоящее время константой A . Среднемировые экспериментальные значения корреляционных коэффициентов [12] приведены ниже:

$$A = -0,1173 \pm 0,0013,$$

$$B = 0,983 \pm 0,004,$$

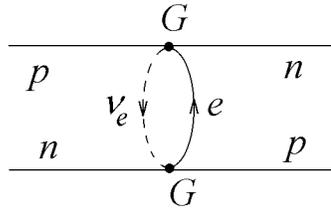
$$a = -0,103 \pm 0,004,$$

$$D = (-0,6 \pm 1,0) \times 10^{-3}.$$

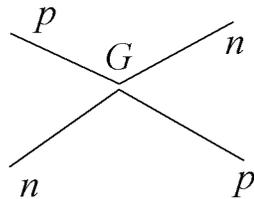
Последние измерения величины A [13], проведенные в 2002 г. на установке «Perkeo II», расположенной на наиболее интенсивном пучке холодных нейтронов реактора ИЛЛ, дали несколько лучший результат: $A = -0,1189 \pm 0,0007$, откуда получилось новое значение $\lambda = -1,2739 \pm 0,019$.

4.3.4 Несохранение четности в сильном взаимодействии

После открытия несохранения четности в слабых взаимодействиях возник вопрос о возможности ее несохранения в сильных, например при столкновении протона с нейтроном. Из существования β -распада следует, что к сильному взаимодействию между нуклонами должно примешиваться слабое из-за процессов типа изображенного ниже.



Однако вероятность такого процесса крайне мала. Она пропорциональна четвертой степени слабой константы G^4 , и экспериментально обнаружить эффект на этом уровне невозможно. С другой стороны, если слабое взаимодействие универсально, то почему бы не быть следующему процессу?



Его вероятность была бы существенно больше. Можно показать, что примесь этого взаимодействия составила бы величину $\sim 10^{-7}$ от сильного. К чему может привести такое взаимодействие и как его можно заметить? Опять же по эффектам нарушения четности, например, по

циркулярной поляризации γ -квантов² в электромагнитных переходах неполяризованных ядер (возбуждаемых, например, неполяризованными нейтронами), действительно это P -нечетный эффект, см. рис. 4.5.

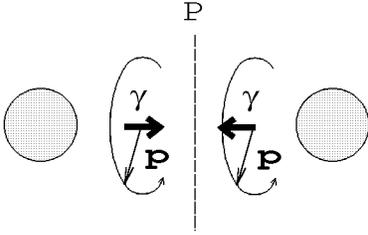
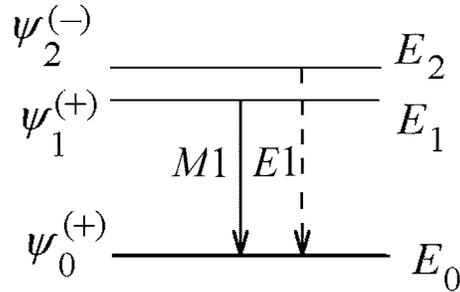


Рис. 4.5. Циркулярная поляризация γ -квантов, излучаемых неполяризованными ядрами означает различную вероятность „прямого“ и „зеркального“ процессов, т.е. нарушение P -инвариантности

За счет чего может появиться циркулярная поляризация γ -квантов? Если бы четность сохранялась (сильные взаимодействия ее не нарушают), тогда собственные функции гамильтониана, т.е. ядерные состояния, характеризовались бы определенной четностью (поскольку P -инвариантность означает $PH - HP = 0$). В простейшем случае между уровнями разной четности происходят электрические дипольные переходы, а между уровнями с одинаковой четностью — магнитные дипольные. Это обусловлено тем, что электрический дипольный переход определяется матричным элементом от P -нечетного оператора дипольного момента $\mathbf{d} = e\mathbf{r}$, а магнитный переход — от P -четного оператора $\boldsymbol{\mu}$, которые соответственно определяют взаимодействия $(\mathbf{d}\mathbf{E})$ и $(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H})$ ядра (или атома) с электрическим и магнитным полями фотона:



Наличие добавки, не сохраняющей четность, означает, что отличен от нуля матричный элемент перехода

$$\langle \psi^{(+)} | H^W | \psi^{(-)} \rangle.$$

²Циркулярная поляризация γ -квантов определяется как отношение $(N_+ - N_-)/(N_+ + N_-)$, где N_+ , N_- — числа фотонов с правой и левой циркулярными поляризациями. Точно так же определяется поляризация нейтронов, только N_+ , N_- в этом случае будут означать числа нейтронов со спинами по и против некоторой оси квантования.

(Если бы H^W был P -четным, то этот матричный элемент был бы равен нулю.) Это, в свою очередь, означает, что к волновой функции $\psi_1^{(+)}$ примешивается $\psi_2^{(-)}$, в результате волновая функция изменяется и становится

$$\psi_1 = \psi_1^{(+)} + \alpha\psi_2^{(-)},$$

где по теории возмущений

$$\alpha = \frac{\langle \psi_1^+ | H^W | \psi_2^- \rangle}{E_1 - E_2}.$$

Примесь к волновой функции может быть велика, несмотря на малость матричного элемента, за счет малости $E_1 - E_2$. Если теперь вычислим вероятность электромагнитного перехода из состояния ψ_1 на уровень с определенной четностью, то интерференция амплитуд переходов между компонентами с разной четностью даст циркулярную поляризацию:

$$\begin{aligned} W^{EM} &\sim \left| \langle (\psi_1^{(+)} + \alpha\psi_2^{(-)}) | H^{EM} | \psi_0^{(+)} \rangle \right|^2 = \\ &= \left| \langle \psi_1^{(+)} | H^{EM} | \psi_0^{(+)} \rangle + \langle \alpha\psi_2^{(-)} | H^{EM} | \psi_0^{(+)} \rangle \right|^2 \equiv \\ &\equiv |B(M1) + \alpha B(E1)|^2 = \\ &= |B(M1)|^2 + \alpha [B^*(E1)B(M1) + B(E1)B^*(M1)] + \alpha^2 |B(E1)|^2. \end{aligned} \quad (4.44)$$

Здесь линейное по α интерференционное слагаемое определяет циркулярную поляризацию излучения, степень поляризации определяется величиной $2\alpha|B(E1)|/|B(M1)|$. Видно, что когда к слабому (запрещенному в нерелятивистском пределе) $M1$ γ -переходу примешивается сильный $E1$, возможно дополнительное усиление эффекта.

Именно эксперименты по обнаружению циркулярной поляризации γ -излучения ядер, возбуждаемых в (n, γ) -реакциях неполяризованными нейтронами, позволили окончательно установить наличие слабого взаимодействия между нуклонами и подтвердить универсальность слабого взаимодействия. Эти эксперименты были выполнены на реакторе ВВР-М в Гатчине группой В.М. Лобашева [14] (исследовались γ -переходы с уровня 482 кэВ в Ta^{181} и с уровня 396 кэВ в Lu^{175}). Измеренные величины циркулярной поляризации γ -квантов оказались равными $P_\gamma = -(6, 0 \pm 1, 0) \cdot 10^{-6}$ для ^{181}Ta и $P_\gamma = +(4, 0 \pm 1, 0) \cdot 10^{-5}$ для ^{175}Lu .

Данные работы по поиску циркулярной поляризации γ -излучения были инициированы публикацией в 1964 году группы Ю.Г. Абова (Институт теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), Москва) [15], сообщавшей о наблюдении асимметрии вылета γ -квантов (по и против спина ядра) при захвате поляризованных нейтронов ядром ^{113}Cd , и работой (вышедшей в начале 1965 года) Ф. Боэма и Е. Канкелейта [16], обнаруживших циркулярную поляризацию γ -квантов в распаде неполяризованных ядер ^{181}Ta . Оба эффекта свидетельствовали о нарушении P -четности в ядерных электромагнитных переходах и интерпретировались как проявление слабого нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах.

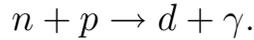
Однако первые же эксперименты с γ -лучами ^{181}Ta группы Лобашева [17] показали, что результат, опубликованный Боэмом и Канкелейтом, просто неверен: в последующих экспериментах [14] циркулярная поляризация γ -квантов ^{181}Ta была обнаружена на уровне в 30 раз меньшем, чем у Боэма.

По сути дела, именно эксперименты Лобашева и др. [14] поставили точку в вопросе о доказательстве существования слабого нуклон-нуклонного взаимодействия (результаты вскоре были подтверждены в ряде других лабораторий мира, в то время как пионерские данные группы Абова не удавалось воспроизвести другим исследователям в течение 8 лет, хотя сами авторы еще дважды их подтверждали). В 1974 году Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. (ИТЭФ), и Лобашев В.М., Назаренко В.А. (ПИЯФ) были удостоены Ленинской премии „За обнаружение и исследование эффектов нарушения пространственной четности в ядерных электромагнитных переходах“.³

Нейтроны здесь являются весьма удобным инструментом исследований, поскольку при их захвате ядро оказывается в высоковозбужденном состоянии, при этом плотность уровней очень высока и велика вероятность того, что рядом с уровнем какой-либо четности может оказаться уровень с противоположной четностью. Однако данные эксперименты как по P -нечетной асимметрии вылета гамма-квантов, так и по циркулярной поляризации говорят лишь о наличии слабого вза-

³Подробнее о нарушении четности в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами см. обзор П.А. Крупчицкого [18].

имодействия между нуклонами, но получить информацию о силе этого взаимодействия практически невозможно из-за сложности ядерных расчетов. В ПИЯФ в настоящее время готовится эксперимент по измерению коэффициента A_γ P -нечетной асимметрии вылета γ -квантов по отношению к спину налетающего нейтрона из реакции

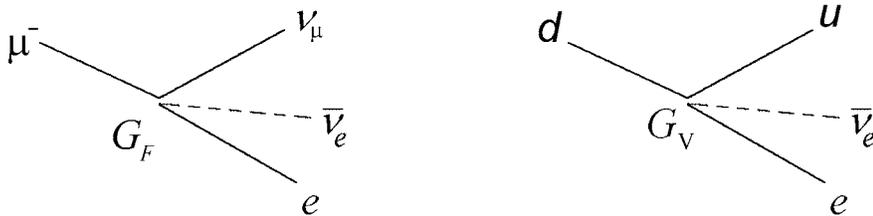


Такую реакцию, в силу простоты ядерной системы, можно рассчитать, и имеется возможность из экспериментальных данных получить величину константы слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. По оценкам, величина $A_\gamma \sim 6 \cdot 10^{-8}$, это означает, что для ее измерения с точностью 10% чувствительность метода измерения должна быть на уровне 10^{-8} . На получение такой чувствительности позволяют надеяться будущие потоки нейтронов строящегося реактора ПИК в Гатчине.

Проведенные ранее эксперименты по измерению циркулярной поляризации γ -квантов P_γ в этой реакции с неполяризованными нейтронами дали только ограничение на эту величину, $P_\gamma \leq 5 \cdot 10^{-7}$ (на уровне достоверности $CL = 90\%$). Несмотря на рекордную точность этого эксперимента (она соответствует точности измерения асимметрии на уровне нескольких единиц 10^{-8}), обнаружить эффект слабого нейтрон-протонного взаимодействия не удалось.

4.3.5 Схема Кабиббо

Универсальность слабого взаимодействия означает, что процессы β -распада мюона и нейтрона должны описываться одной и той же векторной константой:

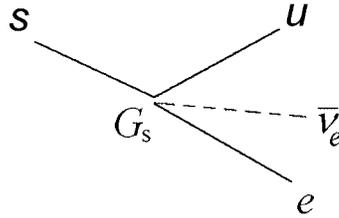


Как мы уже отметили, для сложной системы (нейтрона) изменяется только аксиальная константа, и то не очень сильно, в силу так

называемого частичного сохранения аксиального тока.

Однако нейтрон преподнес очередной сюрприз: из более точных измерений времен жизни оказалось, что константы распадов мюона и нейтрона (т.е. d -кварка) слегка (приблизительно на два процента) отличаются, причем $G_V < G_F$.

Более того, для странных частиц (более подробно о странных частицах см. следующую главу) константа распада с изменением странности на единицу $\Delta S = 1$ оказалась почти в 5 раз меньше, причем для таких распадов всегда изменение странности равно изменению заряда $\Delta S = \Delta Q$. Это означает, что s -кварк с зарядом $Q = -1/3$ и странностью $S = 1$ может распасться только на u -кварк с зарядом $Q = 2/3$ и странностью $S = 0$.



Таким образом, s - и d -кварки переходят в u -кварк, но с разными константами. Универсальность слабого взаимодействия оказалась под вопросом. Элегантный выход из положения нашел Кабиббо в 1963 году [19]. Он предположил, что слабое взаимодействие с участием адронов описывается той же константой G_F , но в кварковый ток входит суперпозиция d - и s -кварков:

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad (4.45)$$

так что выражение для гамильтониана слабого взаимодействия с участием адронов следует написать в виде

$$H_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(\bar{u}d')(\bar{e}\nu_e)] + \text{э.с.} \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\cos \theta_C (\bar{u}d)(\bar{e}\nu_e) + \sin \theta_C (\bar{u}s)(\bar{e}\nu_e)] + \text{э.с.}$$

Здесь и далее в такой упрощенной форме записи мы будем помнить про $(V - A)$ -структуру токов. Первое слагаемое в последней части равенства описывает распад нейтрона, второе — странной Λ -частицы. Из эксперимента получается, что такая схема работает, и $\sin \theta_C \approx 0,23$.

Точно так же выглядит взаимодействие, описывающее процессы с участием $\mu\nu_\mu$ -пары и адронов (так называемые полулептонные процессы, например, $\mu^- + p \rightarrow \nu_\mu + n$):

$$H_\mu = \frac{G_F}{\sqrt{2}}[(\bar{u}d')(\bar{\mu}\nu_\mu)] + \text{э.с.},$$

а также чисто лептонные процессы (например, распад мюона):

$$H_{\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}[(\bar{e}\nu_e)(\bar{\nu}_\mu\mu)] + \text{э.с.}$$

В связи с предложенным Кабиббо смешиванием кварков возникает вопрос, а что означает вторая, ортогональная d' , комбинация кварков, в которой основной вес имеет странный кварк,

$$s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C. \quad (4.46)$$

Не существует ли четвертого кварка с зарядом $Q = 2/3$, с которым может быть связан этот смешанный s' -кварк с $Q = -1/3$, аналогично тому, как с u -кварком ($Q = 2/3$) связан d' -кварк с зарядом $Q = -1/3$. Многие авторы уже в 1964 г. предложили ввести четвертый кварк. У этого кварка странность должна быть равной нулю и новое квантовое число — очарование — равно единице. Кварк с такими свойствами назвали очарованным, или c -кварком (от charm). В 1970 г. Глэшоу, Иллиопулос и Майани [20] ввели добавку к заряженному току в виде $\bar{c}s'$, или

$$j_\mu^{GIM} = \bar{c}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)s'.$$

Появление нового кварка означает, что существует семейство новых частиц, имеющих в своем составе c -кварк. Такие частицы были открыты в 1974 г. почти одновременно двумя группами на ускорителях Брукхейвена и Стэнфорда [21, 22], затем открытие было подтверждено во Фраскати [23] (статьи поступили в редакцию журнала 12, 13 и 18 ноября, соответственно) — это знаменитые J/ψ -частицы с большой массой ($m = 3096,87 \pm 0,04$ МэВ) и аномально малой шириной ($\Gamma = 87 \pm 5$ кэВ). Уже через две недели был обнаружен еще один узкий резонанс — частица с массой около 3,7 ГэВ. Оказалось, что эти новые

частицы представляют из себя возбужденные состояния так называемого *чармония* (по аналогии с позитронием) — связанной системы очарованных кварка и антикварка (система со скрытым очарованием, поскольку ее суммарное очарование $C = 0$). В 1976 г. „за пионерские работы по открытию тяжелых элементарных частиц нового типа“ Бартон Рихтер (Стэнфорд) и Сэмуэль Тинг (Брукхейвен) были удостоены Нобелевской премии, см. [24]. Сейчас известно около десятка таких возбужденных состояний ($\bar{c}s$ -мезонов), а также множество очарованных ($C \neq 0$) мезонов и барионов (см., например, [12]). Таким образом, к 1975 г. мир представлялся физикам следующим образом: имеются два поколения частиц — „электронное“ (e, ν_e, u, d) и „мюонное“ (μ, ν_μ, c, s). Из частиц первого поколения построены атомы, т.е. мы сами и окружающее нас вещество. Полный заряженный ток имеет вид

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{d}'u + \bar{s}'c, \quad (4.47)$$

где d' и s' — „повернутые“ кварки (4.45), (4.46):

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C.$$

Гамильтониан слабого взаимодействия, описывающий все процессы с заряженными токами, выглядит следующим образом:

$$H^c = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu j_\mu^+, \quad (4.48)$$

где j_μ — заряженный ток, описывающий переход, в котором заряд увеличивается на единицу. Он дается выражением (4.47), куда, напомним, все частицы входят своими левыми спиральными компонентами (античастицы — правыми), j_μ^+ — эрмитово-сопряженный ток, в котором заряд уменьшается на единицу.

4.3.6 Осцилляции нейтрино

В выражении (4.47) для тока бросается в глаза явное различие между лептонами и кварками: кварки входят в ток в смешанном виде, лептоны же образуют токи только со своими нейтрино. Можно предположить, что ν_e и ν_μ также представляют из себя ортогональные комбинации некоторых частиц ν_1 и ν_2 с определенными (малыми) массами

m_1 и m_2 :

$$\nu_e = \nu_1 \cos \theta' + \nu_2 \sin \theta', \quad \nu_\mu = -\nu_1 \sin \theta' + \nu_2 \cos \theta', \quad (4.49)$$

где θ' — аналог угла Кабиббо для нейтрино. Если массы ν_1 и ν_2 достаточно малы, то все распады частиц будут описываться так же, как и в обычной теории. Однако в пучках нейтрино будет наблюдаться новое явление: осцилляции нейтрино. В слабом взаимодействии участвуют именно ν_e (или ν_μ), поэтому если в момент $t = 0$ рождается частица, например, ν_e , то она не обладает определенной массой и в момент времени t ее волновая функция будет иметь следующий вид:

$$\nu(t) = \nu_1 \cos \theta' e^{iE_1 t} + \nu_2 \sin \theta' e^{iE_2 t}, \quad (4.50)$$

где $E_1 = \sqrt{p^2 + m_1^2} \approx p + m_1^2/2p$, $E_2 \approx p + m_2^2/2p$. Заметим, что $\Delta E = E_2 - E_1 = (m_2^2 - m_1^2)/2p \approx \Delta m_{12}^2/2E$, $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$.

Из (4.49) следует:

$$\nu_1 = \nu_e \cos \theta' - \nu_\mu \sin \theta', \quad \nu_2 = \nu_e \sin \theta' + \nu_\mu \cos \theta'. \quad (4.51)$$

Подставляя (4.51) в (4.50), получим

$$\begin{aligned} \nu(t) &= (\nu_e \cos \theta' - \nu_\mu \sin \theta') \cos \theta' e^{iE_1 t} + (\nu_e \sin \theta' + \nu_\mu \cos \theta') \sin \theta' e^{iE_2 t} = \\ &= \nu_e (\cos^2 \theta' e^{iE_1 t} + \sin^2 \theta' e^{iE_2 t}) + \nu_\mu \cos \theta' \sin \theta' (e^{iE_2 t} - e^{iE_1 t}). \end{aligned}$$

В результате интерференции состояний с разными энергиями через время t в пучке появится примесь мюонного нейтрино ν_μ . Вероятность $W(\nu_\mu)$ его обнаружить будет равна

$$\begin{aligned} W(\nu_\mu) &= |\cos \theta' \sin \theta' (e^{iE_2 t} - e^{iE_1 t})|^2 = \left| \sin 2\theta' e^{iEt} i \sin \left(\frac{\Delta E t}{2} \right) \right|^2 = \\ &= \frac{1}{2} \sin^2 2\theta' [1 - \cos(\Delta E t)] = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta' \left[1 - \cos \left(\frac{\Delta E l}{v} \right) \right], \end{aligned}$$

где $E = (E_1 + E_2)/2$, l — расстояние, пройденное нейтрино от момента рождения, $v \approx 1$ — его скорость. Окончательно

$$W(\nu_\mu) \approx \frac{1}{2} \sin^2 2\theta' \left[1 - \cos \frac{\Delta m_{12}^2 l}{2E} \right] = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta' \left[1 - \cos 2\pi \frac{l}{L} \right],$$

где

$$L \approx \frac{2\pi}{\Delta E} = \frac{4\pi E}{|m_2^2 - m_1^2|} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_{12}^2}.$$

Вероятность же „выживания“ электронного нейтрино определится выражением

$$W(\nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta' \sin^2 \frac{\Delta m_{12}^2 l}{4E} = 1 - \sin^2 2\theta' \sin^2 \frac{\pi}{L}.$$

Впервые гипотезу об нейтринных осцилляциях выдвинул Б. Понтекорво в 1957 г., см. [25, 26], и только в 1998–2002 гг. были получены экспериментальные доказательства осцилляций мюонных (с переходом в τ -лептонные), рождающихся в атмосфере Земли, и электронных (с переходом в мюонные) нейтрино с разными энергиями от различных ядерных реакций, происходящих в недрах Солнца, см. [27, 28].

Первым указанием на существование нейтринных осцилляций было открытие так называемой атмосферной нейтринной аномалии. Попадающие в атмосферу частицы космических лучей взаимодействуют с ядрами азота и кислорода с рождением π - и K -мезонов, которые распадаются на μ и ν_μ . Мюоны, в свою очередь, также распадаются с образованием ν_e и дополнительных ν_μ . Поэтому на одно электронное нейтрино должно приходиться два мюонных. Таким образом, отношение числа этих частиц должно быть $N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e} = 2$. С увеличением энергии время жизни частиц возрастает, и некоторые мюоны не успевают распасться до достижения детектора (поверхности Земли), поэтому при высоких энергиях это отношение возрастает $N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e} > 2$.

Регистрация атмосферных нейтрино, проведенная на нескольких подземных нейтринных детекторах дала неожиданный результат. Оказалось, что измеренное отношение $(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{DATA}$ не согласуется с ожидаемым отношением $(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{MC}$. В частности, из данных подземного детектора SuperKamioKande (SK, Япония) следовало, что средняя величина $R = (N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{DATA}/(N_{\nu_\mu}/N_{\nu_e})_{MC} = 0,63 \pm 0,03_{stat} \pm 0,04_{syst}$.

Если наблюдаемая аномалия является следствием нейтринных осцилляций, степень осцилляций будет различной в зависимости от длины пути, проходимого нейтрино от места образования до детектора. Для идущих вертикально сверху нейтрино эта длина равна прибли-

зительно 20 км. Для горизонтально идущих нейтрино путь составляет ~ 1000 км. Нейтрино, попадающие на детектор снизу из-под Земли, проходят расстояние ~ 13000 км. Оказалось, что для e -событий, вызванных ν_e , отклонений от случая без осцилляций нет, а для μ -событий, вызванных ν_μ , наблюдается существенное уменьшение потока ν_μ , идущего снизу, по сравнению с потоком, идущим сверху.

Таким образом, данные SK указывают на дефицит мюонных нейтрино, приходящих из нижней полусферы. Одним из вариантов объяснения этих результатов может служить предположение о существовании осцилляций между мюонными и τ -нейтрино.

В 2005 г. коллаборацией K2K в Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК, Япония), состоящей из 200 физиков из Японии, США, Кореи, России (ИЯИ РАН), Канады, Италии, Испании, Франции и Швейцарии, получено новое подтверждение существования осцилляций нейтрино.

В эксперименте использовался пучок ν_μ от протонного ускорителя КЕК, ускоряющего протоны до энергии 12 ГэВ, который был направлен на нейтринный детектор SK, расположенный на расстоянии около 250 км от КЕК.

Было зарегистрировано 107 нейтринных событий, в то время как ожидалось 151 событие при отсутствии нейтринных осцилляций. Наблюдаемый в эксперименте дефицит событий подтверждает зарегистрированный ранее установкой SK эффект осцилляций атмосферных нейтрино.

Впервые было обнаружено искажение энергетического спектра нейтрино, связанное с осцилляционным эффектом. В результате анализа формы энергетического спектра мюонных нейтрино получено, что искажение формы спектра наилучшим образом описывается наличием осцилляции с параметрами $\sin^2 2\theta'_{23} = 1$ и разностью квадратов масс (соответствующих типов нейтрино 2 и 3) $\Delta m^2_{23} = 2,8 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Измеренный в эксперименте эффект подтверждает наличие ненулевой массы покоя, по крайней мере, у одного типа нейтрино.

Давняя загадка дефицита солнечных нейтрино, в свою очередь, объяснилась осцилляциями электронных нейтрино $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

Наиболее убедительные свидетельства существования нейтринных

осцилляций были получены в нейтринной обсерватории Садбери (SNO), расположенной в Канаде. Детектор SNO, заполнителем которого является тяжелая вода D₂O, мог регистрировать не только электронные, но также мюонные и тау-нейтрино. Солнце испускает, в основном, ν_e , но наблюдаемый на Земле поток ν_e меньше рассчитанного в рамках стандартной модели Солнца. Однако измерения SNO показали, что полный поток всех трех типов нейтрино в точности равен рассчитанному потоку ν_e . Таким образом, по пути от Солнца к Земле значительная часть ν_e превращается (осциллирует) в другие типы нейтрино. Сопоставления с данными других экспериментов по солнечным и реакторным нейтрино позволили более подробно установить параметры осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$:

$$\Delta m_{12}^2 = 7,1_{-0,6}^{+1,2} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2,$$

и

$$\theta'_{12} = 32,5_{-2,3}^{+2,4} \text{ градуса}, \quad \sin^2 2\theta'_{12} = 0,90 \pm 0,04.$$

Заметим, что более аккуратная запись требует учета смешивания сразу трех нейтрино, так что матрица смешивания будет более сложной, однако сам характер осцилляций сохранится. Поскольку периоды осцилляций существенно отличаются, то убыль электронных нейтрино определяется их переходами в мюонные (прямых осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ обнаружено не было), а мюонных — в τ -нейтрино.

4.3.7 Смешивание кварков и время жизни нейтрона

В 1975 г. в опытах на встречных пучках в Стэнфорде группой М. Перла (см. [29]) был обнаружен третий, самый тяжелый в семействе лептонов, τ -лептон с массой $1777,0 \pm 0,3$ МэВ и временем жизни $\tau = (291 \pm 1) \times 10^{-15}$ с. Исследованы его распады:

$$\tau^\pm \rightarrow l^\pm + \nu_l + \nu_\tau, \quad \tau^\pm \rightarrow h^\pm + \nu_\tau \text{ и др.},$$

где l — известные нам лептоны e и μ , а h — мезоны π и K . Полученные данные можно описать, введя дополнительный заряженный лептонный ток

$$j_\mu(\tau) = \bar{\tau}\nu_\tau = \bar{\tau}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\nu_\tau,$$

который имеет точно такую же структуру, как и остальные токи. В него и входит τ -нейтрино, которое и участвует в осцилляциях, рассмотренных выше.

Естественно было предположить, что существует третье — „ τ -лептонное“ поколение кварков, в котором имеются новые аналоги верхнего и нижнего кварков с зарядами $2/3$ и $-1/3$, соответственно. Их назвали “top” и “bottom” — t - и b -кварками. Они имеют и другие названия: „true“ — „истинный“ и „beauty“ — „прелестный“ кварки.

В 1977 г. группа Л. Ледермана обнаружила (см. [30]) новое необычное семейство так называемых ипсилон-частиц (Υ) с весьма большими массами ($m_\Upsilon \approx 9,4$ ГэВ, $m_{\Upsilon'} \approx 10$ ГэВ, $m_{\Upsilon''} \approx 10,4$ ГэВ) и аномально малыми для таких масс ширинами ($\Gamma_\Upsilon \approx 60$ кэВ). Оказалось, что эти частицы аналогично чармонию представляют из себя возбужденные состояния связанной системы „прелестных“ кварков $b\bar{b}$, т.е. системы со скрытой „прелестью“. Сравнительно недавно, в 1995 г., то есть почти через 20 лет после открытия b -кварка, в Фермилабе (Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, США) был экспериментально обнаружен шестой и последний из кварков — t -кварк [31, 32], см. также [33]. Его масса неожиданно оказалась очень большой, современное значение, полученное из исследования протон-протонных столкновений, равно $174,3 \pm 5,1$ ГэВ [12], что порядка массы атома самого тяжелого из лантаноидов — лютеция.

Таким образом, продолжая аналогию с миром, состоящим из двух поколений кварков, в самом общем виде заряженный слабый ток следует написать так:

$$j = \bar{e}\nu_e + \bar{\mu}\nu_\mu + \bar{\tau}\nu_\tau + \bar{d}'u + \bar{s}'c + \bar{b}'t, \quad (4.52)$$

где d' , s' , b' — нижние кварки разных поколений, участвующие в слабых взаимодействиях. С точки зрения „сильных взаимодействий“ они представляют из себя смесь кварков d , s , b , которые участвуют (и рождаются) в сильных взаимодействиях:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (4.53)$$

Здесь матрица V_{ik} — так называемая матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскава (СКМ-матрица), она обобщает (Кобаяши, Маскава, 1973 г. [34]) матрицу Кабиббо для четырехкваркового (состоящего из двух поколений) мира, зависящую только от одного параметра — угла Кабиббо, на случай мира, состоящего из шести кварков (трех поколений кварков и лептонов).

В результате, волновая функция d' -кварка, который распадается в нейтроне, будет иметь вид:

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b.$$

Экспериментальные значения матричных элементов равны: $0,9739 \leq V_{ud} \leq 0,9751$; $0,221 \leq V_{us} \leq 0,227$; $0,0029 \leq V_{ub} \leq 0,0045$ (CL=90%) [12]. Таким образом, к d -кварку примешивается не только странный кварк s , но еще и „прелестный“ b , хотя и с очень малой вероятностью $|V_{ub}|^2 \sim 10^{-5}$. Если больше кварков не существует то должно выполняться следующее соотношение (унитарность СКМ-матрицы):

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1.$$

Время жизни нейтрона зависит от величин λ^2 и $|V_{ud}|^2$ и дается формулой, см., например, [13]:

$$\tau_n^{-1} = C|V_{ud}|^2(1 + 3\lambda^2)f^R(1 + \Delta_R), \quad (4.54)$$

где (в системе ед. $\hbar = 1, c = 1$) $C = G_F^2 m_e^5 / (2\pi^3) = 1,1613 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $f^R = 1,71482(15)$ — фактор, связанный с полным фазовым объемом разлетающихся частиц и включающий в себя модельно-независимые радиационные поправки, $\Delta_R = 0,0240(8)$ — поправка, обусловленная вкладом сильных взаимодействий. Слагаемое, содержащее $3\lambda^2$, появилось потому, что вероятность β -распада нейтрона $\tau_n^{-1} \propto G_V^2 + 3G_A^2 = G_F V_{ud}^2 (1 + 3\lambda^2)$, где векторная константа $G_V = V_{ud} G_F$, отвечает за фермиевский переход, когда спины вылетевших электрона и антинейтрино объединяются в суммарный спин, равный нулю, а псевдовекторная константа G_A — за переход типа Гамова–Теллера, когда суммарный спин электрона и антинейтрино равен единице. Вероятность этого перехода и содержит статистический множитель — 3.

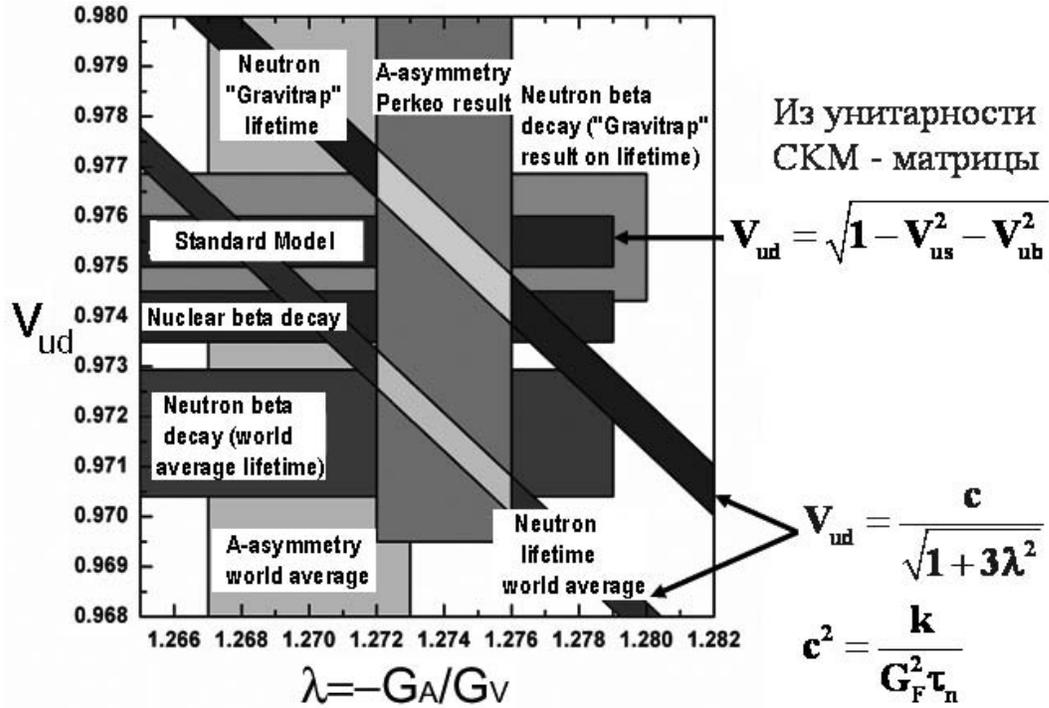


Рис. 4.6. Зависимости величины V_{ud} от λ для среднемирового времени жизни нейтрона и для времени жизни, полученного в работе группы А.П. Сереброва в 2004 г. с гравитационной ловушкой УХН (ПИЯФ–ОИЯИ–ИЛЛ, см. предыдущую главу). Вертикальные полосы соответствуют среднемировому значению λ (левая полоса) и последнему результату группы Г. Абеле, полученному в ИЛЛ на установке PERKEO II (правая полоса)

Обратимся к рис. 4.6, на котором изображена последовательность захватывающих событий, происшедших за последние 2–3 года. На нем приведены результаты измерений λ из корреляционных экспериментов по β -распаду нейтрона (две вертикальные полосы), а также зависимость величины $|V_{ud}|$ от λ (наклонные полосы), получаемую из измерений времени жизни нейтрона (константа Ферми G_F известна из времени жизни мюона). Кроме того, отложено значение $|V_{ud}|$, полученное из соотношения унитарности $|V_{ud}| = \sqrt{1 - |V_{us}|^2 - |V_{ub}|^2}$ из распадов странных частиц (величина $|V_{ub}|^2$ слишком мала, и ее вклад в $|V_{ud}|$ — за пределами ошибок). Еще отложена величина $|V_{ud}|$, полученная из ядерных фермиевских $0 \rightarrow 0$ переходов (следует заметить, что здесь существует неопределенность, связанная с недостаточным знанием ядерных матричных элементов).

Если мы обратимся к таблицам Particle Data Group (PDG) за 2002 [35] или даже за 2004 г. [12] (в этих таблицах регулярно, каждые два года, конечно, с некоторым запозданием, подводятся итоги новых измерений) то увидим среднемировые результаты, полученные усреднением результатов разных групп. На рис. 4.6 левой широкой вертикальной полосой (ширина полос отвечает $CL=90\%$) изображена среднемировая величина λ , а нижняя наклонная полоса отвечает среднемировому времени жизни нейтрона из PDG за 2004 г. [12]. Пересечение этих полос определяет область допустимых значений величины $|V_{ud}|$, получаемую из β -распада нейтрона, и она, как видно из рисунка, полностью перекрывается с областью, получаемой из соотношения унитарности, т.е. по состоянию приблизительно на 2002 год казалось, что все экспериментальные данные хорошо согласуются и подтверждают Стандартную модель.

Первое указание на то, что ситуация сложнее, получила группа Г. Абеле, которая в течение нескольких лет на установке PERKEO-II в ИЛЛ вела эксперимент по уточнению корреляционной константы λ . Результат этого эксперимента оказался неожиданным [13], несмотря на то, что точность определения λ в нем была улучшена всего в два раза, а величина λ в пределах ошибки не противоречила прежней. Он приведен на рис. 4.6 в виде другой вертикальной полосы, приблизительно в два раза более узкой и сдвинутой вправо. Ошибками старый и

новый результаты перекрываются. Однако область перекрытия новой вертикальной полосы и наклонной полосы, отвечающей среднемировому времени жизни нейтрона, существенно сдвинулась вниз (нижняя горизонтальная полоса на рис. 4.6). В результате величина $|V_{ud}|$, полученная из бета-распада нейтрона, оказалась приблизительно на три стандартных отклонения меньше величины из соотношения унитарности. Этот результат удивил мировое научное сообщество. Возникла проблема: либо измерения не верны, либо существует какая-то „лишняя“, с точки зрения Стандартной модели, частица (еще одно поколение, например). Конечно, в первую очередь желательно было уточнить корреляционную константу, поскольку ее небольшое изменение могло привести к восстановлению унитарности СКМ-матрицы. Никому и в голову не приходило связывать это нарушение со временем жизни нейтрона, поскольку для восстановления унитарности время жизни нейтрона нужно было сдвинуть почти на 7 стандартных отклонений.

Новое значение времени жизни нейтрона, полученное группой А.П. Сереброва в начале 2004 г., как раз и оказалось сдвинутым на 6,5 стандартных отклонений от среднемирового значения. Этот результат — один из наиболее неожиданных, полученных за все время исследований фундаментальных свойств нейтрона. Он несколько разрядил возникшее напряжение в связи с нарушением унитарности матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава. Область перекрытия верхней наклонной полосы, соответствующей новому τ_n , и вертикальной правой полосы λ дало значение $|V_{ud}|$, согласующееся с соотношением унитарности (верхние горизонтальные полосы). Но сомнения и необходимость проверки этого результата остались, так что следующий шаг — это дальнейшее уточнение времени жизни нейтрона и корреляционных констант его распада.

Как мы уже говорили в предыдущей главе, поскольку существуют неконтролируемые (хотя и малые) потери при хранении нейтронов в материальных ловушках, ограничивающие точность измерения времени жизни, для проверки результата и существенного улучшения точности необходимы и важны другие методы, как, например, использование магнитных ловушек для удержания нейтронов, исключаяющих их прямой контакт со стенками.

Для проверки Стандартной модели и возможных отклонений от нее важны также новые, с существенно большей точностью, эксперименты по измерению всех корреляционных коэффициентов β -распада.

4.3.8 Поворот спина нейтрона в однородном веществе (аналог оптической активности)

Имеется еще одна интересная возможность изучать нуклон-нуклонное слабое взаимодействие, на которую обратил внимание Ф. Мишель в 1964 г. [36], см. также [37].

Из-за наличия слабого взаимодействия, не сохраняющего четность, во взаимодействии нейтрона с ядрами атомов вещества должна появиться малая P -нечетная добавка, пропорциональная $(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{p})$ (где \boldsymbol{s} и \boldsymbol{p} — спин и импульс нейтрона, соответственно), которая приводит к тому, что нейтроны с разной спиральностью рассеиваются веществом по-разному (хотя вещество и не поляризовано). Амплитуду рассеяния (в нерелятивистском пределе) нейтрона ядром, обусловленную слабым взаимодействием, можно записать в виде

$$f_W = \frac{G_F m_n W}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{p})}{m_n} \right) \quad (\hbar = c = 1),$$

где $W = (c_p Z + c_n N + c_e Z)$ — „слабый зарядовый номер“ атома, аналог Z для заряженных частиц, c_p , c_n и c_e характеризуют слабое взаимодействие нейтрона с протоном, нейтрона с нейтроном и нейтрона с электроном, соответственно. Если в слабом взаимодействии участвуют только заряженные токи, которые мы рассматривали до сих пор, то $c_n = 0$ и $c_e = 0$. Таким образом, полная амплитуда f рассеяния нейтрона ядром запишется в виде (будем рассматривать неполяризованные ядра либо ядра со спином нуль)

$$f = f_N + f_W,$$

где f_N — амплитуда ядерного рассеяния.

С другой стороны, нам известна связь амплитуды рассеяния вперед f с коэффициентом преломления n :

$$n = \sqrt{1 + \frac{4\pi}{k^2} N f} \approx 1 + \frac{2\pi}{k^2} N f.$$

Наличие в полной амплитуде слагаемого, содержащего $(\sigma \mathbf{p})$, означает, что для нейтронов в состояниях с разной спиральностью $|+\rangle$ и $|-\rangle$ вещество будет иметь разные коэффициенты преломления: $n_{\pm} = n_0 \pm \pm \delta n/2$, соответственно, где

$$\delta n = \frac{2\pi}{k^2} N(f_+ - f_-) = \frac{\sqrt{2} G_F W N}{k}$$

(в выбранных нами единицах $\mathbf{p} = \mathbf{k}$). К чему это приведет, рассмотрим подробнее. Выберем ось z по направлению импульса нейтрона. Тогда состояния $|+\rangle$ и $|-\rangle$ с разной спиральностью будут собственными состояниями оператора σ_z ,

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$\sigma_z |\pm\rangle = \pm |\pm\rangle$, причем,

$$|+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad |-\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Пусть на вещество нормально к границе падают нейтроны с волновым вектором \mathbf{k}_e в состоянии (при $z = 0$)

$$|i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle + |-\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Мы уже показывали, что это собственное состояние оператора

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

т.е. $\sigma_x |i\rangle = |i\rangle$. В этом состоянии спин нейтрона направлен по оси x .

Что произойдет, если пучок поляризованных по x нейтронов попадает внутрь вещества? Нейтроны в состояниях $|+\rangle$ и $|-\rangle$ будут распространяться с разными волновыми векторами $k_{\pm} = n_{\pm} k_e$, в результате, после прохождения слоя толщиной L волновая функция нейтрона примет вид

$$|f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle e^{ik_e n_+ L} + |-\rangle e^{ik_e n_- L}) =$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ik_e n_0 L} [|+\rangle e^{-ik_e \delta n L/2} + |-\rangle e^{ik_e \delta n L/2}] = \quad (4.55) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ik_0 z} [|+\rangle e^{-i\alpha/2} + |-\rangle e^{i\alpha/2}] = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{ik_0 z} \begin{pmatrix} e^{-i\alpha/2} \\ e^{i\alpha/2} \end{pmatrix},
 \end{aligned}$$

где $k_0 = n_0 k_e$, $\alpha = k_e \delta n L$. Нетрудно показать, что в этом состоянии

$$\langle f | \sigma_x | f \rangle = \cos \alpha, \quad \langle f | \sigma_y | f \rangle = \sin \alpha, \quad \langle f | \sigma_z | f \rangle = 0,$$

где

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, если в начальный момент спин был направлен по оси x , то при прохождении слоя вещества толщиной L он повернется на угол α в плоскости перпендикулярной импульсу \mathbf{p} , т.е. при движении в веществе спин вращается вокруг импульса нейтрона. Это аналог оптической активности некоторых веществ, в которых при распространении линейно поляризованного света вращается направление поляризации. Отличие же нейтронов в том, что в силу универсальности слабого взаимодействия любое вещество для них является оптически активным, т.е. при движении нейтрона в *любом* веществе его спин будет поворачиваться. Это вращение спина относительно импульса нарушает зеркальную инвариантность, т.е. является P -нечетным. Угол поворота при прохождении слоя вещества толщиной L равен

$$\alpha = k_e \delta n L = \frac{4\pi}{k_e} N L (f_+ - f_-) = \sqrt{2} G_F W N L.$$

Если в веществе есть поглощение нейтронов, то амплитуда рассеяния и, соответственно, коэффициент преломления будут комплексны. Мнимая часть коэффициента преломления приведет к затуханию волновой функции (т.е. будет ответственна за поглощение нейтронов), вещественная часть будет отвечать за изменение волнового вектора в веществе. В этом случае при толщинах вещества, много меньших длины затухания, в выражение для поворота спина должны войти реальные части коэффициентов преломления (и амплитуд рассеяния):

$$\alpha = k_e L \operatorname{Re} \delta n = \frac{4\pi}{k_e} N L \operatorname{Re} (f_+ - f_-) = \sqrt{2} G_F W N L. \quad (4.56)$$

Для оценки рассмотрим Bi^{209} с плотностью числа атомов $N = 0,3 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Если принять, что в слабых взаимодействиях участвуют только заряженные токи, то $c_p = 1$, $c_n = 0$, $c_e = 0$, и в этом случае $W \simeq 80$ и $\alpha \simeq 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ рад/м}$.

Второй стороной явления P -нечетного вращения спина нейтрона является так называемый *спиновый дихроизм*, который проявляется в асимметрии пропускания через образец поляризованных нейтронов с разной спиральностью, а также в появлении продольной поляризации при прохождении через вещество первоначально неполяризованных нейтронов.

4.3.9 Спиновый дихроизм

Это явление возникает из-за разницы в полных сечениях для состояний с различной спиральностью $|-\rangle$ и $|+\rangle$. С другой стороны, мнимая часть амплитуды или коэффициента преломления связана с полным сечением по оптической теореме, следовательно, нейтроны, имеющие разную спиральность, будут по-разному поглощаться в веществе, в результате либо появляется поляризация первоначально неполяризованного пучка, либо разный коэффициент пропускания для поляризованных по и против импульса нейтронов.

Полное сечение рассеяния нейтронов с разными спиральностями имеет вид

$$\sigma_{\pm} = 4\pi \left(a + \frac{G_F W}{2\sqrt{2}\pi} (m_n \pm k) \right)^2 \approx 4\pi \left(a^2 \pm \frac{G_F W k}{\sqrt{2}\pi} a \right).$$

Здесь мы пренебрегли исчезающе малым вкладом части слабой амплитуды, не зависящей от спина. Разница в сечениях (обусловленная интерференцией между ядерной амплитудой рассеяния и зависящей от спина частью слабой амплитуды) пропорциональна G_F :

$$\frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma} = \frac{\sqrt{2}G_F W k}{\pi a}.$$

Поляризация P_z пучка, прошедшего в веществе расстояние L , будет равна

$$P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \simeq \frac{1}{2} \left(1 - \frac{N_-}{N_+} \right), \quad (4.57)$$

где N_{\pm} — числа нейтронов со спинами по и против импульса k , прошедших расстояние L . Они равны

$$N_{\pm} = N_{0\pm} e^{-N\sigma_{\pm}L}.$$

Принимая во внимание, что для падающего на вещество неполяризованного пучка $N_{0+} = N_{0-}$, после прохождения слоя вещества толщиной L получим:

$$\frac{N_-}{N_+} = e^{-N(\sigma_- - \sigma_+)L} \equiv e^{\frac{L\Delta\sigma}{\Lambda}} \approx 1 + \frac{L\Delta\sigma}{\Lambda\sigma},$$

где мы ввели среднюю длину Λ свободного пробега нейтрона в веществе $\Lambda = 1/N\sigma$, а также $\sigma = (\sigma_+ + \sigma_-)/2$ и $\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_-$. В результате получаем:

$$P_z = \frac{1}{2} \cdot \frac{L}{\Lambda} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{NL\Delta\sigma}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{L}{\Lambda} \cdot \frac{G_F W k}{\pi a}. \quad (4.58)$$

Асимметрия A пропускания поляризованных нейтронов слоем вещества толщиной L дается той же формулой, которую можно переписать в следующем виде:

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \approx \frac{NL\Delta\sigma}{2} = \frac{2\pi}{k} NL \operatorname{Im}(f_+ - f_-). \quad (4.59)$$

Для нейтронов с энергией ~ 10 МэВ ожидаемый эффект будет на уровне $\sim 10^{-5}$ (опять $W \sim 10^2$, $4\pi a^2 \simeq 1$ барн).

Впервые P -нечетное вращение спина нейтрона в изотопах олова было обнаружено в 1980 г. в Гренобле на тепловых нейтронах (Форте и др. [38]). Оно оказалось гораздо больше и, кроме того, существенно различающимся для разных изотопов:

$$\alpha(^{124}\text{Sn}) = (0,48 \pm 1,49) \cdot 10^{-4} \text{ рад/м},$$

$$\alpha(^{117}\text{Sn}) = (36,7 \pm 2,7) \cdot 10^{-4} \text{ рад/м}.$$

Уже тогда было понятно, что, кроме прямого „слабого“ рассеяния, учтенного в (4.56), в P -нечетный эффект вращения спина нейтрона должен быть вклад от смешивания возбужденных состояний с противоположной четностью составного ядра (аналогично возникновению

циркулярной поляризации). Форте еще в 1976 г. заметил [39], что эффект может быть усилен вблизи одночастичного p -волнового резонанса и предложил эксперимент по измерению угла P -нечетного поворота спина нейтрона в ^{124}Sn . Для тепловых нейтронов эффект ожидался на уровне $-5 \cdot 10^{-4}$ рад/м [39]. Однако как раз на этом изотопе эффект обнаружить не удалось, он оказался отличным от нуля для контрольного образца из естественной смеси изотопов олова и, как выяснилось, был связан с изотопом ^{117}Sn [38], см. выше. Окончательное объяснение как отсутствия эффекта, так и возможности его огромного усиления (за счет близости энергии нейтрона к энергии p -волнового компаунд-резонанса) было дано в работах О.П. Сушкова и В.В. Фламбаума [40], а также В.Е. Бунакова и В.П. Гудкова (см. [41, 42]).

Далее было экспериментально подтверждено, что даже такие сравнительно большие эффекты в тепловой области энергий нейтронов — это всего лишь отголоски еще больших резонансных эффектов, связанных с возбуждениями составного ядра — компаунд-резонансами. В Дубне на импульсном реакторе ИБР-30 (со средней мощностью 30 кВт) на p -волновом резонансе 0,74 эВ ^{139}La был измерен P -нечетный эффект асимметрии пропускания поляризованных нейтронов с разной спиральностью, достигающий 10% [43].

Задача измерить вращение спина нейтрона при энергиях вблизи p -волнового резонанса была поставлена в то время многими экспериментальными группами: в Японии на импульсном источнике нейтронов, в США, в Лос-Аламосе, на самом мощном импульсном нейтронном источнике в мире. Однако успешно и очень просто она была решена в Гатчине на реакторе ВВР-М [44], причем, одновременно с P -нечетной прецессией спина был измерен и спиновый дихроизм нейтронов при прохождении через образец ^{139}La . Позднее эта работа была повторена в ИЛЛ [45]. Результат, полученный в работе [44], приведен на рис. 4.7.

В работах [40, 41] также показано, что вблизи p -волновых резонансов усилены и эффекты нарушения четности в реакции (n, γ) — циркулярная поляризация γ -квантов и асимметрия в их угловом распределении относительно спина нейтрона, а также P -нечетные эффекты в делении ядер поляризованными нейтронами.

Последнее является одним из самых интересных открытий, сде-

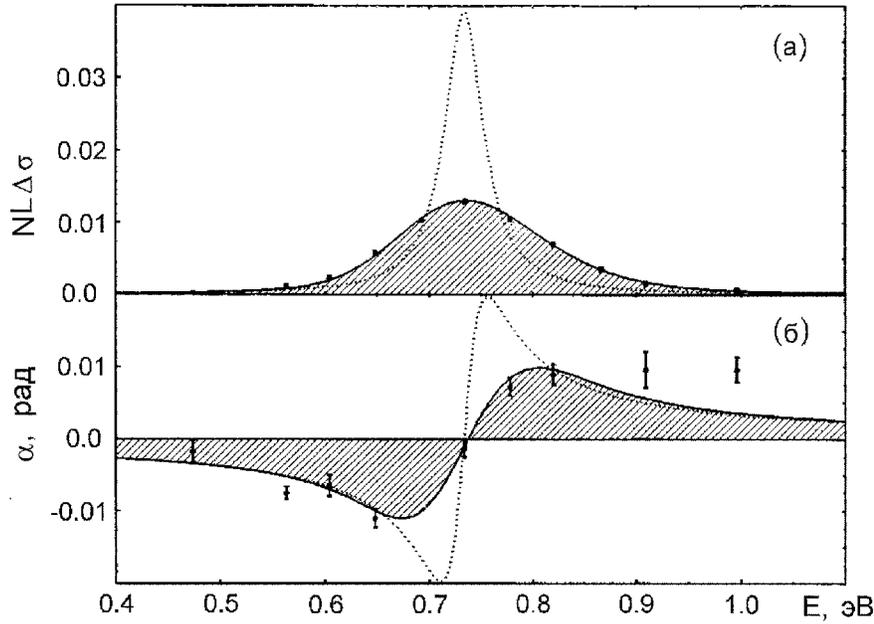


Рис. 4.7. Экспериментальные результаты (точки) в окрестности p -волнового резонанса для ^{139}La в сравнении с теоретическими предсказаниями (кривые) [44]: а – не сохраняющий четность дихроизм, б – не сохраняющая четность прецессия. Пунктирная линия соответствует идеальному энергетическому разрешению, сплошные кривые – реальному энергетическому разрешению

ланных в ядерной физике. В 1977 г. группой Г.В. Данильяна (ИТЭФ, Москва) было обнаружено нарушение пространственной четности при делении ядер ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu поляризованными нейтронами, см. [46]. Оказалось, что при делении составного ядра вероятность вылета легкого осколка по и против спина налетающего нейтрона различна, и величина этой асимметрии $\sim 10^{-4}$. Эффект был настолько удивительным, что, пока не появились независимые подтверждения этого результата группами В.Н. Андреева [47] из того же ИТЭФ, а также Г.А. Петрова [48] и В.М. Лобашева [49] (ЛИЯФ, Гатчина), оставались сомнения в его существовании. В отличие от эффектов нарушения четности, скажем, в (n, γ) -реакциях, где для изучения выделяются конкретные γ -линии (если усреднить по многим линиям, то в силу знакопеременности эффекта он практически унулится), эффект в делении проявляется при почти классическом движении ядер-осколков, состоящих

из ~ 100 нуклонов, и при очень большом количестве всевозможных конечных состояний, казалось бы, также должен усредниться до нуля. Однако, несмотря на то, что в процессе деления имеется огромное число выходных каналов (до 10^{10}), само деление, оказывается, идет через малое число промежуточных коллективных состояний составного ядра, и всевозможные угловые корреляции формируются именно на этой „холодной“ стадии деления. P -нечетная асимметрия возникает за счет смешивания в такой системе вращательных состояний с противоположной четностью. А поскольку в резонансных состояниях ядро живет довольно долго, то все эффекты усиливаются. О механизмах усиления подробнее см. [40, 42, 50].

Следует заметить, что изучение таких эффектов нарушения четности в тяжелых ядрах вряд ли позволит получить количественную информацию о слабом нуклон-нуклонном взаимодействии. Но такие эффекты могут быть использованы в качестве эффективного инструмента для изучения процессов, происходящих в ядре. В частности, изучение P -нечетной асимметрии вылета осколков при делении ядер поляризованными нейтронами в резонансной области позволило обнаружить и изучить [51]–[54] множество p -волновых резонансов составного ядра (называемых еще компаунд-резонансами), недоступных наблюдению другими методами из-за их чрезвычайной слабости.

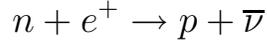
Для изучения же прямых нуклон-нуклонных слабых взаимодействий нужно изучать поворот спина при движении нейтрона в веществах, содержащих легчайшие ядра, имеющих малые сечения некогерентного рассеяния и поглощения, таких, как, например, жидкий параводород или дейтерий.

В 1973 г. были открыты так называемые нейтральные токи, и это открытие усилило интерес к экспериментам по прецессии спина нейтрона в среде.

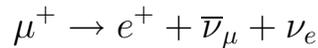
4.3.10 Нейтральные токи

Интерес к разного рода опытам по несохранению четности значительно возрос в связи с открытием нейтральных токов. Что это такое? До начала 70-х годов наблюдались лишь слабые взаимодействия только

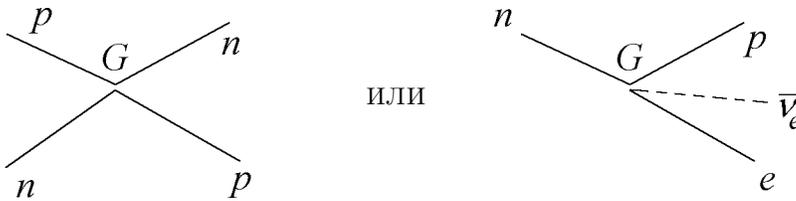
заряженных токов, т.е. только такие процессы, при которых происходит изменение зарядов взаимодействующих частиц, например, в процессе



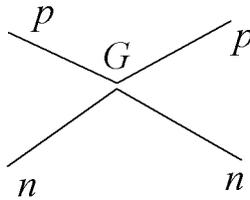
происходит изменение заряда адрона (в адронном токе нейтрон переходит в протон) и лептона (в лептонном токе позитрон переходит в антинейтрино), в процессе



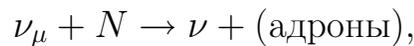
изменяют заряд лептоны разных типов: мюон переходит в мюонное нейтрино, и при этом рождается электрон и электронное антинейтрино, и т.д. В результате в физике появилось магическое правило, разрешающее процессы, например, типа



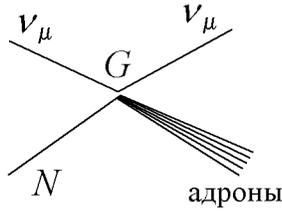
и запрещающее, например, процесс, изображенный ниже:



который обусловлен взаимодействием так называемых нейтральных токов (в которых заряд частицы не изменяется). Искали нейтральные токи безуспешно до 1973 года. И, наконец, в 1973–1974 гг. на ускорителях в ЦЕРНе [55, 56] и Фермилабе [57] были обнаружены „безмюонные“ события при взаимодействии мюонных нейтрино с нуклонами типа

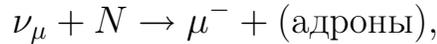


изображенные ниже:

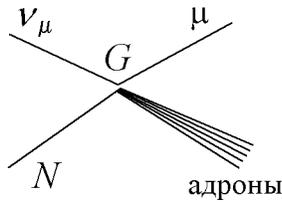


которые и были идентифицированы как события, обусловленные слабым взаимодействием нейтральных токов.

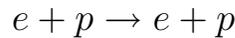
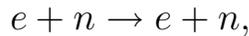
Обычное слабое взаимодействие должно было бы приводить к рождению мюона



т.е.



Самая естественная интерпретация безмюонного процесса такова, что открыт нейтральный ток. Если это так, то следует ожидать целый класс новых процессов в слабых взаимодействиях, например, будут возможны следующие процессы: рассеяние электрона на нуклонах



и, соответственно, рассеяние нуклонов на электроне. В результате электрон в атоме будет взаимодействовать с нуклонами ядра и слабым образом, что приводит к смешиванию состояний противоположной четности в атомах и, соответственно, к образованию некоторой спиральной структуры электронной оболочки атома (в частности, возникает спиновая спираль, см., например, обзор [58]), что, в свою очередь, ведет к целому классу новых интересных явлений в атомной физике и оптике, например, к появлению циркулярной поляризации в атомных спектрах или спектрах μ -мезоатомов, а также к появлению оптической

активности (для света) обычного вещества (любого!), см. [58]. Именно по P -неинвариантному повороту плоскости поляризации света в парах атомарного висмута в 1978 г. и было обнаружено электрон-нуклонное слабое взаимодействие, обусловленное взаимодействием нейтральных токов [59]. Затем несохраняющее четность слабое взаимодействие электронов с нуклонами наблюдалось также в эксперименте на двухмиллионном линейном ускорителе в Стэнфорде (SLAC, США) по глубоко неупругому рассеянию продольно поляризованных электронов на протонах и дейтонах [60].

Таким образом, в рассмотренном нами примере вращения спина нейтрона в веществе для легчайших атомов надо учитывать также нарушающие четность слабые взаимодействия нейтрона с электронами, нейтронами и протонами вещества, обусловленные нейтральными токами. В принципе, выбирая разный изотопный состав вещества, можно отделить электронную часть взаимодействия нейтронов от ядерной.

В 1982 г. было обнаружено слабое взаимодействие тока $\bar{e}e$ с токами $\bar{\mu}\mu$ и $\bar{\tau}\tau$. Существенным является то, что все выявленные до сих пор нейтральные токи не меняют сорта (как сейчас говорят, *аромата*) участвующих в них частиц. Они диагональны, т.е. переводят частицу в себя. Токи с изменением аромата, как, например, $\bar{e}\mu$ или $\bar{d}s$, не обнаружены, в согласии с теорией, которая предсказывает существование 12-ти диагональных токов по числу кварков и лептонов в трех поколениях.

Спиральная структура нейтральных токов оказалась более сложной, чем структура заряженных токов. Из опыта следует, что в суммарный нейтральный ток дают вклады как левые ($\bar{\psi}_L \gamma_\alpha \psi_L$), так и правые ($\bar{\psi}_R \gamma_\alpha \psi_R$) токи. Левые токи „верхних“ частиц, $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, u, c, t$, входят с коэффициентом

$$+\frac{1}{2} - Q \sin^2 \theta_W,$$

где Q — заряд частицы, θ_W — так называемый угол Вайнберга (экспериментальное значение $\sin^2 \theta_W \approx 0,22$). Левые токи „нижних“ частиц, e, μ, τ, d, s, b , входят с коэффициентом

$$-\frac{1}{2} - Q \sin^2 \theta_W.$$

Коэффициенты при правых токах одинаковы для „верхних“ и „нижних“ частиц и равны

$$-Q \sin^2 \theta_W.$$

Взаимодействие же нейтральных токов носит универсальный характер. Аналогично (4.48) гамильтониан взаимодействия, описывающий процессы с нейтральными токами, будет иметь вид

$$H^n = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\mu^n j_\mu^n.$$

В заключение этого раздела заметим, что существование нейтральных токов было предсказано единой теорией слабого и электромагнитного взаимодействий (для краткости иногда ее называют электрослабой теорией). Открытие нейтральных токов явилось одним из первых выдающихся успехов этой теории. Основным создателям этой теории — С. Вайнбергу, А. Саламу и Ш. Глэшоу в 1979 г. была присуждена Нобелевская премия по физике, см. [61]–[63]. Согласно электрослабой теории, слабые и электромагнитные взаимодействия представляют собой проявления единого электрослабого взаимодействия. Слабые взаимодействия заряженных токов обусловлены обменом заряженными W^\pm -бозонами, а нейтральных — нейтральными Z -бозонами, аналогично тому, как электромагнитные взаимодействия обусловлены обменом фотонами. При этом слабость и малый радиус слабого взаимодействия объясняются тем, что W - и Z -бозоны являются очень тяжелыми частицами, их массы и ширины, соответственно, равны [12]: $m_W = 80,425 \pm 0,038$ ГэВ, $\Gamma_W = 2,124 \pm 0,041$ ГэВ; $m_Z = 91,1876 \pm 0,0021$ ГэВ, $\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023$ ГэВ. Остальные особенности слабого взаимодействия заложены в предположении об исходной форме фермионных токов. Эта теория вместе с квантовой хромодинамикой составляют основу современной Стандартной модели элементарных частиц и их взаимодействий [64].

Главным триумфом Стандартной модели стало открытие в 1983 г. в ЦЕРНе предсказываемых единой теорией W - и Z -бозонов. Беспрецедентно быстро для Нобелевского комитета, уже в 1984 г., „за решающий вклад в большой проект, который привел к открытию полевых

частиц W и Z — переносчиков слабых взаимодействий,“ двум физикам, Карло Руббиа и Симону Ван дер Мееру, была присуждена Нобелевская премия [65].

4.4 Инвариантность относительно обращения движения

Еще до открытия несохранения пространственной четности была доказана так называемая CPT -теорема, которая гласит, что все законы природы должны быть инвариантны относительно CPT -преобразования, включающего в себя зарядовое сопряжение, зеркальное отражение и обращение движения (инверсию времени). Сущность его, грубо говоря, в том, что CPT -преобразование сводится к некоторому преобразованию Лоренца, а точнее, она вытекает из релятивистской инвариантности и принципа причинности. В частности, из этой теоремы следует, что из CP -инвариантности должна вытекать и T -инвариантность и, наоборот, из нарушения CP должно вытекать нарушение T . То, что слабые взаимодействия, нами рассмотренные, T -инвариантны, проверяется непосредственно на картинках (см. рис. 4.8, 4.9).

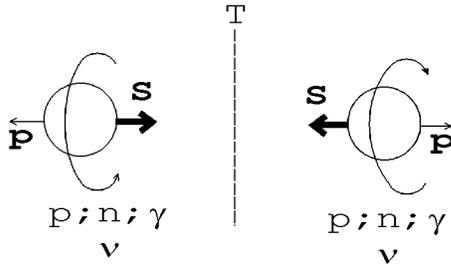


Рис. 4.8. T -инвариантные процессы распространения нейтрона, протона, фотона и нейтрино

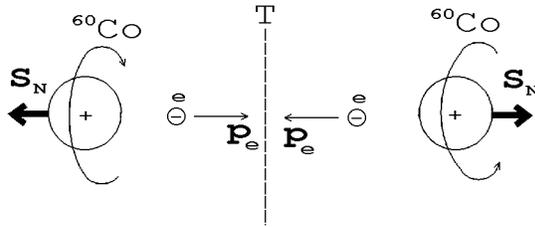


Рис. 4.9. T -инвариантная корреляция типа (SP) в β -распаде ^{60}Co

Это следует и из того, что корреляция типа (\mathbf{SP}) инвариантна относительно T -преобразования. Поэтому для проверки T -инвариантности нужно искать более сложные корреляции, например, в β -распаде нейтрона. Рассмотрим вылет электрона в направлении, перпендикулярном плоскости, образованной векторами спина нейтрона и импульса образовавшегося протона (т.е. протона отдачи, или антинейтрино, см. рис. 4.10).

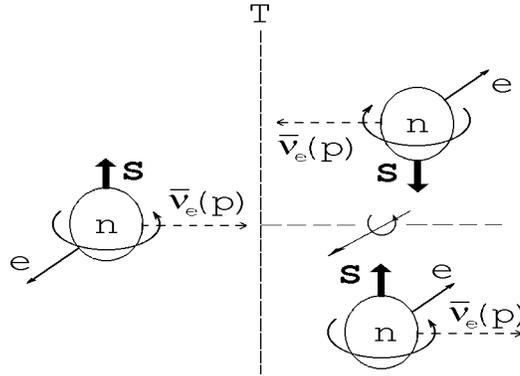


Рис. 4.10. Возможная T -неинвариантная корреляция в β -распаде нейтрона

Из T -инвариантности будет следовать, что нейтроны должны испускаться симметрично относительно плоскости $(\mathbf{S}, \mathbf{P}_p)$, нарушение же означает появление асимметрии, которую можно записать так:

$$W \sim 1 + D(\mathbf{P}_e, [\mathbf{S} \times \mathbf{P}_p]).$$

Векторное произведение как раз определяет нормаль к плоскости $(\mathbf{S}, \mathbf{P}_p)$, а D — степень различия в числе электронов, вылетевших по нормали и против нормали к плоскости. С другой стороны, просто применение операции обращения движения дает изменение знака перед выражением $(\mathbf{P}_e[\mathbf{S} \times \mathbf{P}_p])$. Буквально такой эксперимент по поиску нарушения T -инвариантности в распаде холодных поляризованных нейтронов закончился недавно в ИЛЛ. На уровне $D = (-0,6 \pm 1,0) \times 10^{-3}$ [12, 66] асимметрия отсутствует. Историю вопроса можно посмотреть

в обзоре одного из инициаторов и активных участников проведения корреляционных экспериментов в России, Б.Г. Ерозолимовского [67].

Однако непосредственно нарушение CP -инвариантности было впервые обнаружено в 1964 г. [68] в распадах $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$, $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, которые запрещены CP -инвариантностью. И до недавнего времени это был единственный случай нарушения CP (или T). Летом 2004 г. две большие международные коллаборации, Belle и BaBar, работающие в Японии и США, сообщили о наблюдении CP -нарушения в распадах нейтральных B -мезонов, содержащих тяжелые кварки [69, 70].

Наблюдаемые величины, как и в предыдущем случае, могут быть разбиты на два класса: T -четные и T -нечетные, в зависимости от того, меняют или не меняют знак при обращении времени. Например, если считать, что масса m частицы T -четна, то импульс \mathbf{p} и угловой момент $\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ будут T -нечетными, а энергия H — T -четной величиной.

Что касается электромагнитных величин, то для них можно лишь сказать, что электрический и магнитный заряды должны преобразовываться противоположным образом.

Однако, операции обращения времени ($t' = -t$) нельзя сопоставить линейный унитарный оператор, а поэтому ей нельзя сопоставить и сохраняющуюся величину типа четности.

Действительно, рассмотрим уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi.$$

Обозначим Ψ^T волновую функцию состояния, обращенного во времени. Нетрудно видеть, что Ψ^T удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi^T}{\partial t'} = -i\hbar \frac{\partial \Psi^T}{\partial t} = H\Psi^T.$$

С другой стороны, уравнение, комплексно-сопряженное уравнению Шредингера, имеет вид

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} = H^* \Psi_a^*.$$

Если имеется унитарный оператор O , такой что

$$OH^* = HO; \quad O^+O = 1,$$

то, действуя слева, получим

$$-i\hbar \frac{\partial O\Psi^*}{\partial t} = HO\Psi^*.$$

Так что

$$\Psi^T = O\Psi^* = OK\Psi = \Theta\Psi,$$

где $\Theta = OK$; K — оператор комплексного сопряжения. Оператор K — антилинейный оператор:

$$K \sum a_i \Psi_i = \sum a_i^* K \Psi_i,$$

$$|\langle K\Psi | K\varphi \rangle| = |\langle \Psi^* | \varphi^* \rangle| = |\langle \varphi | \Psi \rangle| = |\langle \Psi | \varphi \rangle|.$$

Соответственно оператор Θ является антиунитарным, он оставляет неизменными по величине скалярные произведения, но меняет местами начальные и конечные состояния $\langle \Psi | \varphi \rangle \rightarrow \langle \varphi | \Psi \rangle$.

А поскольку операция обращения времени переводит функции в комплексно-сопряженные $\Psi \rightarrow \Psi^*$, то собственных состояний такого оператора не существует.

Однако, если существует некий составной объект (т.е. объект + обращенный во времени аналог этого объекта), который описывается функцией $\Psi \times \Psi^T$, то операция Θ будет переводить такой объект в себя, следовательно, для него можно ввести собственные состояния и понятия типа временной четности.

Такие состояния, видимо, в природе не реализуются. Однако подобная ситуация возникает в связи с антиунитарной операцией зарядового сопряжения, что делает возможным интерпретацию волновой функции как произведения двух функций: прямой и зарядово-сопряженной. Например, понятие зарядовой четности можно ввести для атома позитрония. Или такое возможно для „истинно“ нейтральных частиц. Если частица отличается от античастицы какой-либо характеристикой F , то операция C всегда переводит F в $-F$ (F , например, может быть фермионным числом, барионным и т.д.), и поэтому состояние с определенным F не может быть собственным состоянием оператора C , поскольку если

$$CFC^{-1} = -F, \text{ то } CF \pm FC = 0,$$

т.е. в этом случае операторы антикоммутируют, за исключением случаев, когда $F = 0$, т.е. когда полное число фермионов $B = 0$, полный заряд $Q = 0$ и т.д., т.е. когда объект истинно нейтральный. В этом случае можно ввести зарядовую четность объекта.

4.5 Нейтральный K -мезон. Осцилляции странности

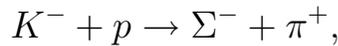
Началось все в 1953 г. с открытия Гелл-Маном и Нишиджимой нового закона сохранения — сохранения странности при столкновениях сильновзаимодействующих частиц — *адронов*, которые, в свою очередь, делятся на *барионы* с полуцелым спином и *мезоны* с целым спином.

Пусть отрицательный K -мезон высокой энергии сталкивается с протоном. В результате их взаимодействия могут родиться много других частиц, скажем, π , K , Λ , Σ и т.д. Однако оказалось, что возникали только определенные комбинации частиц, а другие никогда.

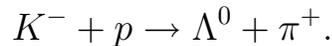
Про некоторые законы известно, что они выполняются всегда. Так, энергия, импульс и заряд сохраняются при любых взаимодействиях и процессах. Например, могут протекать такие реакции:



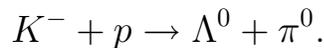
или



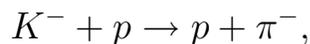
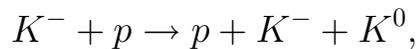
но (из закона сохранения заряда) никогда не идет реакция

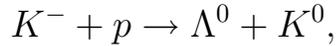


Известно также, что сохраняется и число барионов (барионное число):



Однако эти законы совсем еще не объясняют того странного факта, что таких реакций, как, например,





никогда нет. Для „объяснения“ этих загадочных запретов ввели новое понятие — *странность*. Если приписать каждой частице некоторую новую характеристику — квантовое число, называемое странностью, как указано в таблице 4.1, то эта величина и будет „странным образом“ сохраняться во всех реакциях, за которые ответственны сильные взаимодействия. То есть, если подсчитать сумму странности для сталкивающихся частиц, то она должна равняться точно такой же сумме для образовавшихся в результате сильного взаимодействия разлетающихся частиц.

Таблица 4.1

Странность	-2	-1	0	+1
Барионы	Ξ^0 Ξ^-	Σ^+ $\Lambda^0 \Sigma^0$ Σ^-	p n	
Мезоны		\bar{K}_0 K^-	π^+ π_0 π^-	K^+ K^0

На самом деле открытие закона сохранения странности, как оказалось, имеет очень глубокую природу. Это означало открытие нового кварка *s* (странного). К настоящему времени, как уже отмечалось, открыты еще три того же типа квантовых числа *charm* (очарование) — число *c*-кварков, *beauty* (прелесть) — число *b*-кварков и число *t*-кварков — *true* (истина). В результате, кварковую структуру сильновзаимодействующих „элементарных“ частиц можно считать следующей. Все частицы (и взаимодействия между ними) могут быть построены из трех поколений кварков и лептонов. Таблица 4.2 субэлементарных частиц (Elementary Particle constituents) выглядит следующим образом:

Таблица 4.2

FAMILY	GENERATION			q	B
	1	2	3		
1	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	0
2	e^-	μ^-	τ^-	-1	0
3	u	c	t	+2/3	+1/3
4	d	s	b	-1/3	+1/3

В таблице по вертикали отложены четыре „семейства“ элементарных частиц (кварков и лептонов), а по горизонтали — их поколения. Третье поколение верхнего и нижнего семейств кварков (t -кварк и b -кварк) имеют еще одно название: *top* и *bottom*, соответственно. Кварки первого поколения, т.е. u - и d -кварки (*up* и *down*), раньше назывались протонным и нейтронным кварками.

Если принять, что сильные взаимодействия не могут переводить один тип кварков в другой, а также приводить к их исчезновению, то и будем иметь закон сохранения числа каждого типа кварков. Соответственно, странный кварк s будет рождаться только в паре с антикварком \bar{s} . Это и будет закон сохранения странности (т.е. закон сохранения числа странных кварков).

Комбинируя кварки, можно из них построить все адроны. Нестранные (обычные) частицы, состоящие из u и d -кварков первого поколения, — это протоны и нейтроны. Из них состоит обычное вещество. К ним же относятся π -мезоны.

Барионы (со спином 1/2) будут состоять из трех кварков:

$$\boxed{(uud)} \text{ — протон; } \boxed{(udd)} \text{ — нейтрон.}$$

Мезоны — из кварка и антикварка:

$$\boxed{(\bar{u}d)} \text{ — } \pi^- \text{-мезон; } \boxed{(\bar{u}u + \bar{d}d)} \text{ — } \pi^0 \text{-мезон; } \boxed{(u\bar{d})} \text{ — } \pi^+ \text{-мезон.}$$

Странные барионы называются *гиперонами*. Странность гиперона $S = -1$ означает, что из трех кварков в нем имеется один странный (Λ - и Σ -гипероны), Ξ -гипероны ($S = -2$) состоят из двух странных и одного обычного.

Странные мезоны — это:

$$\bar{K}^0 = (\bar{d}s); \quad K^0 = (d\bar{s}); \quad K^- = (\bar{u}s); \quad K^+ = (u\bar{s}).$$

Сохранение B — барионного числа — означает сохранение полного числа кварков.

Поэтому в реакции, например,

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0,$$

K^0 может родиться только в паре, например, с Λ -частицей, так как $\Lambda^0 = (s, u, d)$ содержит странный кварк, а $K^0 = (\bar{s}d)$ содержит соответствующий антикварк.

Соответственно, \bar{K}^0 может рождаться только в других реакциях:

$$n + p \rightarrow n + n + \bar{K}^0 + K^+.$$

Теперь зададим вопрос, как узнать K^0 это или \bar{K}^0 , массы у них одинаковы, заряды равны нулю. Как же их различить? По реакциям, которые они вызывают. Например, наличие реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$$

означает, что может идти и такая реакция:

$$p + \bar{K}^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+,$$

т.е. \bar{K}^0 может создать Λ^0 -частицу, взаимодействуя с обычным веществом, а у K^0 такого способа нет. Λ^0 распадается следующим образом:

$$\Lambda^0 \rightarrow \begin{cases} p + \pi^- \\ n + \pi^0, \end{cases}$$

а протоны и π^- -мезоны можно зарегистрировать.

Однако, как мы уже обсуждали, странность сохраняется не совсем, существуют очень медленные распады странных частиц на обычные за времена $\sim 10^{-10}$ с — „слабые распады“. Они обусловлены слабыми взаимодействиями токов с $\Delta S = 1$, например:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Точно так же может распадаться и \overline{K}^0 -мезон,

$$\overline{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

поскольку \overline{K}^0 есть античастица K , а $\pi^+ + \pi^-$ есть „античастица“ $\pi^- + \pi^+$. Более того, в силу зарядовой симметрии амплитуды этих процессов должны быть равны (с точностью до знака)

$$\langle K^0 | 2\pi \rangle = \langle \overline{K}^0 | 2\pi \rangle.$$

Здесь мы выбрали знак „+“, но результат от этого не будет зависеть. Заметим, что поскольку спин K -мезона равен нулю, то π -мезоны должны возникнуть в состоянии с орбитальным моментом равным нулю, то есть в P -четном состоянии. Поэтому зарядовая четность состояния такой пары будет совпадать с CP -четностью. Наш выбор знака соответствует положительной C -четности, а следовательно, и CP -четности состояния двух π -мезонов. Еще отметим следующее обстоятельство. Если нам удастся создать суперпозицию состояний

$$K_2 = \frac{\overline{K}^0 - K^0}{\sqrt{2}},$$

то, как нетрудно видеть,

$$\langle K_2 | 2\pi \rangle = 0,$$

то есть такое состояние вообще не распадается и живет вечно. А зато состояние

$$K_1 = \frac{\overline{K}^0 + K^0}{\sqrt{2}}$$

имеет в $\sqrt{2}$ большую амплитуду распада и, соответственно, в 2 раза меньшее время жизни. Это связано с тем, что K_2 имеет отрицательную CP -четность (в отличие от системы двух π -мезонов), и поэтому распад может происходить только, если нарушена CP -инвариантность.

Действительно, при нашем выборе $CP|K^0\rangle = |\overline{K}^0\rangle$, так что

$$CP|K_1\rangle = |K_1\rangle$$

и

$$CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle.$$

Из наличия прямых следует наличие и обратных реакций:

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow K^0$$

или

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow \bar{K}^0.$$

А это означает, что существует взаимодействие, переводящее K^0 в \bar{K}^0 и наоборот. Матричный элемент этого взаимодействия для перехода K^0 в \bar{K}^0 можно записать так:

$$\langle \bar{K}^0 | W | K^0 \rangle = \langle K^0 | W | \bar{K}^0 \rangle = A.$$

Причем, поскольку материя и антиматерия ведут себя одинаково, возникает следующая ситуация, которую описали Гелл-Манн и Пайс [71]. Поскольку имеются переходы $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, то K^0 и \bar{K}^0 можно рассматривать как два состояния одной системы. Кроме того, отметим, что имеются переходы в себя, т.е.

$$\langle K^0 | W | K^0 \rangle$$

и

$$\langle \bar{K}^0 | W | \bar{K}^0 \rangle,$$

которые точно так же равны A . Еще добавим, что если бы частицы не распадались, то в силу

$$\langle K^0 | W | \bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | W | K^0 \rangle^*$$

величина A была бы вещественной, так было бы, если бы масса K^0 была меньше суммы масс двух π -мезонов, т.е. $m_{K^0} < m_{2\pi}$. В этом случае переход был бы возможен только через виртуальные пары. Но если частицы распадаются, то A будет комплексна. Это и означает, что частицы могут исчезать.

Таким образом, с учетом слабых взаимодействий гамильтониан, описывающий K^0 и \bar{K}^0 , перестает быть диагональным. Будем искать точное решение уравнение Шредингера для системы (опять двухуровневой) в виде $K = c_1 K^0 + c_2 \bar{K}^0$. Уравнение Шредингера имеет вид

$$H \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix},$$

где $H = H_0 + W$, или

$$(E_0 + W_{11})c_1 + W_{12}c_2 = Ec_1,$$

$$W_{21}c_1 + (E_0 + W_{22})c_2 = Ec_2.$$

Подставляя $W_{ik} = A$, получаем

$$[(E_0 + A) - E]c_1 + Ac_2 = 0,$$

$$Ac_1 + [(E_0 + A) - E]c_2 = 0.$$

Условие разрешимости этой однородной системы уравнений относительно c_1, c_2 имеет вид

$$[(E_0 + A) - E]^2 = A^2,$$

или

$$E_0 + A - E = \pm A.$$

Окончательно

$$E_2 = E_0; \quad E_1 = E_0 + 2A.$$

Соответственно имеем два решения системы:

$$\frac{c_1^{(2)}}{c_2^{(2)}} = -1; \quad \frac{c_1^{(1)}}{c_2^{(1)}} = +1.$$

Таким образом, получили

$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0); \quad K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0).$$

Записав $2A = \delta - i\gamma$, будем иметь

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) e^{-i(E_0 + \delta)t - \gamma t},$$

$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0) e^{-iE_0 t}.$$

В результате получили один распадающийся K^0 -мезон (K_1), другой — стабильный (K_2). На самом деле это не совсем так, K_2 распадается

на 3 π -мезона, но со скоростью в 600 раз медленнее. Но в нашем 2-х π -мезонном приближении K_2 стабилен.

Если K^0 -мезон рождается в сильном взаимодействии на обычном веществе вместе с Λ -частицей, он должен быть K^0 -мезоном, а не \bar{K}^0 , т.е. иметь определенную странность. Нетрудно видеть, что

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1 + K_2)$$

и, соответственно,

$$\bar{K}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1 - K_2).$$

Если в момент времени $t = 0$ рождается K^0 -мезон, то в момент t будем иметь следующую суперпозицию:

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1 e^{-iE_1 t - \gamma t} + K_2 e^{iE_0 t}) = \\ &= \frac{1}{2} [K_0 (e^{-iE_1 t - \gamma t} + e^{-iE_0 t}) + \bar{K}_0 (e^{-iE_1 t - \gamma t} - e^{-iE_0 t})] = \\ &= \frac{1}{2} e^{-iE_0 t} [K_0 (e^{-i\delta t - \gamma t} + 1) + \bar{K}_0 (e^{-i\delta t - \gamma t} - 1)], \end{aligned} \quad (4.60)$$

т.е. происходит периодическое превращение K^0 в \bar{K}^0 и наоборот, это — осцилляции странности, аналогичные рассмотренным нами осцилляциям нейтрино. Вероятность через какое-то время найти \bar{K}^0 дается выражением

$$W(\bar{K}^0) = |\langle K(t) | \bar{K}_0 \rangle|^2 = \frac{1}{4} (1 + e^{-2\gamma t} - 2e^{-\gamma t} \cos \delta t).$$

Вероятность же найти K^0 —

$$W(K^0) = \frac{1}{4} (1 + e^{-2\gamma t} + 2e^{-\gamma t} \cos \delta t).$$

Получился замечательный результат. Если рождается K^0 -мезон, то он периодически превращается в \bar{K}^0 , и это превращение можно наблюдать путем наблюдения Λ -частицы, которую может родить (в отличие от K^0 -мезона) \bar{K}^0 -мезон, взаимодействуя с обычным веществом.

Такие осцилляции странности наблюдались экспериментально. Оказалось, что $\delta = -0,96\gamma$; $\delta \sim 0,35 \cdot 10^{-5}$ эВ. Это наименьшая относительная разность масс (энергетическое расщепление уровня), известная физикам: $\Delta m/m \simeq 10^{-14}$.

4.5.1 Нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов

Теперь вспомним, что мы выбрали $\bar{K}^0 = CPK^0$. Поскольку спин K^0 -мезона равен нулю ($\mathbf{S}_{K^0} = 0$), то система двух π -мезонов ($\pi^+\pi^-$), на которые он распадается, должна быть в состоянии с орбитальным моментом $l = 0$, поэтому $C = 1$, $P = 1$ и $CP = +1$. Так что в два π -мезона будет распадаться состояние с $CP = +1$, т.е.

$$K_1^0 = \frac{K_0 + \bar{K}_0}{\sqrt{2}}.$$

В нашей идеологии K_2^0 живет вечно. Однако оказалось, что K_2^0 с отрицательной CP -четностью распадается на $\pi^+\pi^-$ с относительной вероятностью $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ по отношению к трехчастичным распадам. Это нарушение CP -инвариантности в распаде долгоживущего нейтрального K_2^0 -мезона на два π -мезона и обнаружили в 1964 г. Кронин, Кристенсон, Фитч и Терли [68].

Похожими свойствами обладают B^0 -мезоны, имеющие в своем составе прелестный b -кварк. Это $B_d^0 = \bar{b}d$, $\bar{B}_d^0 = b\bar{d}$ и $B_s^0 = \bar{b}s$, $\bar{B}_s^0 = b\bar{s}$. В данном случае присутствует b -кварк в сочетаниях с d - и s -кварками. Осцилляции „прелести“ можно, в принципе, наблюдать по лептонным распадам:

$$b \rightarrow c + l^- + \bar{\nu}_l,$$

$$\bar{b} \rightarrow \bar{c} + l^+ + \nu_l.$$

В 2004 г., как уже отмечалось, в распадах B^0 -мезонов также было обнаружено нарушение CP .

4.5.2 Нейтрон-антинейтронные осцилляции

Впервые на важность экспериментальных поисков любых процессов с несохранением барионного числа и, в особенности, процессов нейтрон-антинейтронных осцилляций $n \leftrightarrow \bar{n}$ обратил внимание В.А. Кузьмин [72] (ИЯИ РАН, Москва) в связи с обсуждением возможности объяснения барионной асимметрией Вселенной⁴ и предложил эксперимент по поиску этого явления (см. также [73]). В той же работе [72] процесс

⁴Отсутствие во Вселенной антивещества в сопоставимых с веществом количествах (из экспериментов по поиску аннигиляционных γ -квантов следует, что в нашем скоплении галактик

$n \leftrightarrow \bar{n}$ им был рассмотрен феноменологически и сделаны оценки возможной частоты осцилляций. Дело в том, что для возможного объяснения наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной необходимо предположить (А.Д. Сахаров, 1967 г. [74]), что, во-первых, существует взаимодействие, не сохраняющее барионное число и, во-вторых, — взаимодействие, нарушающее CP -инвариантность.

В Стандартной модели (СМ) такие взаимодействия отсутствуют, поэтому объяснение барионной асимметрии выходит за рамки СМ. В ряде современных теорий „великого объединения“ — объединенных моделей сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, а также в так называемых суперсимметричных теориях допускается нарушение барионного и лептонного чисел и как следствие — распад протона, который может происходить, например, по схеме:

$$p \rightarrow \pi^0 + l^+.$$

То есть протон (а следовательно, и вещество во Вселенной) может быть нестабильным. Поэтому начались интенсивные поиски распада протона, и к настоящему времени получено следующее ограничение на его время жизни [12]:

$$\tau_p > 10^{31} \div 10^{33} \text{ лет}.$$

При распаде нейтрона барионное число меняется на единицу. В некоторых теориях разрешены процессы с изменением барионного числа и на 2. Тогда становится возможным переход нейтрона в антинейтрон и обратно:

$$n \leftrightarrow \bar{n},$$

а такой процесс, как мы уже знаем, приводит к перемешиванию нейтрона с антинейтроном, к ращеплению масс новых смешанных состояний и к нейтрон-нейтронным осцилляциям вследствие интерференции

доля антивещества $< 10^{-4}$). Величина барионной асимметрии Вселенной определяется как $\delta_B = (n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \approx n_B/n_\gamma$, где n_B , $n_{\bar{B}}$, n_γ — концентрации барионов, антибарионов и реликтовых фотонов во Вселенной. Из данных по реликтовому излучению, по оценкам космологической плотности вещества, получаемой из скорости расширения Вселенной, а также из оценок масс видимого вещества галактик $\delta_B = 10^{-8} - 10^{-10}$, она совпадает по порядку величины с относительным избытком барионов над антибарионами на ранней стадии формирования Вселенной до момента $t \sim 10^{-6}$ с, в который температура Вселенной стала $T \sim 1$ ГэВ.

этих состояний с разными массами. Напомним еще раз, как это происходит.

Пусть H_0 — гамильтониан, описывающий состояния нейтрона и антинейтрона, т.е.

$$H_0 n = U_n n, \quad H_0 \bar{n} = U_{\bar{n}} \bar{n}.$$

Здесь $U_n = E_n - i\gamma_n/2$, $U_{\bar{n}} = E_{\bar{n}} - i\gamma_n/2$, где $E_n, E_{\bar{n}}$ — энергии нейтрона и антинейтрона, соответственно, $\gamma_n = 1/\tau_n$, τ_n — время жизни нейтрона (оно совпадает с временем жизни антинейтрона). Для свободного нейтрона при отсутствии магнитного поля

$$U_n = U_{\bar{n}} = U_0 = E_n - i\gamma_n/2, \quad (4.61)$$

Если имеется добавочное взаимодействие, скажем W , которое переводит нейтрон в антинейтрон $n \leftrightarrow \bar{n}$, нужно решать уравнение Шредингера с гамильтонианом $H_0 + W$:

$$(H_0 + W)n' = En',$$

где n' — новые смешанные состояния с определенными энергиями (массами), которые можно представить в виде суперпозиции старых:

$$n' = a_n n + a_{\bar{n}} \bar{n}. \quad (4.62)$$

Подставив эту суперпозицию в уравнение Шредингера и обозначив $\varepsilon = \langle n|W|\bar{n}\rangle = \langle \bar{n}|W|n\rangle$, получим его в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} U_n & \varepsilon \\ \varepsilon & U_{\bar{n}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ a_{\bar{n}} \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} a_n \\ a_{\bar{n}} \end{pmatrix}. \quad (4.63)$$

Условие разрешимости этого уравнения (секулярное уравнение) имеет вид:

$$(U_n - E)(U_{\bar{n}} - E) - \varepsilon^2 = 0. \quad (4.64)$$

Для свободного нейтрона состояния n и \bar{n} вырождены ($U_n = U_{\bar{n}} = U_0$), так что, используя (4.61), из (4.64) получаем

$$E_{1,2} = U_0 \pm \varepsilon = E_n - \frac{i\gamma_n}{2} \pm \varepsilon. \quad (4.65)$$

Решая одно из уравнений (4.63) относительно a_n и $a_{\bar{n}}$, будем иметь

$$\frac{a_n}{a_{\bar{n}}} = \frac{\varepsilon}{E - U_n} = \frac{E - U_{\bar{n}}}{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{E - U_0}. \quad (4.66)$$

Когда энергии начальных состояний совпадают из (4.65), (4.66) следует, что $a_n/a_{\bar{n}} = \pm 1$, т.е. энергиям E_1, E_2 отвечают симметричная и антисимметричная комбинации нейтрона и антинейтрона, соответственно,

$$n'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(n + \bar{n}), \quad n'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(n - \bar{n}). \quad (4.67)$$

Ситуация очень похожа на ситуацию с K -мезонами, за единственным существенным отличием. Здесь перемешивающее взаимодействие не приводит к изменению времени жизни частиц n и n' , поскольку время жизни, обусловленное этим добавочным взаимодействием, порядка времени жизни протона, и соответствующая скорость распада исчезающе мала по сравнению со скоростью распада нейтрона за счет слабого взаимодействия ($\text{Im } \varepsilon \ll \gamma_n$). Тогда как время жизни K -мезона практически полностью определяется перемешивающим взаимодействием, это и приводит к большой разнице во временах жизни K_1 и K_2 .

Если в момент времени $t = 0$ рождается, скажем, нейтрон, то в момент времени t его волновая функция будет иметь вид

$$\begin{aligned} n(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(n'_1 e^{-iE_1 t} + n'_2 e^{-iE_2 t}) = e^{-iE_n t - \frac{\gamma_n}{2} t} \left[\frac{(n + \bar{n})}{2} e^{-i\varepsilon t} + \frac{(n - \bar{n})}{2} e^{i\varepsilon t} \right] = \\ &= e^{-iE_n t - \frac{\gamma_n}{2} t} (n \cos \varepsilon t - i\bar{n} \sin \varepsilon t), \end{aligned} \quad (4.68)$$

и вероятность его превращения в антинейтрон к этому моменту будет равна

$$P_{\bar{n}}(t) = |\langle \bar{n} | n(t) \rangle|^2 = e^{-\gamma_n t} \sin^2 \varepsilon t. \quad (4.69)$$

В принципе, наблюдать эти осцилляции можно по аннигиляции антинейтронов в мишени, на которую, пройдя некоторое расстояние в вакууме, падает поток нейтронов от реактора.

Однако наличие магнитного поля B (даже малого) снимает вырождение между n и \bar{n} , поскольку их магнитные моменты противоположны

ны, поэтому перемешивание будет не полным. В этом случае

$$U_n = U_0 + \mu_n B, \quad U_{\bar{n}} = U_0 - \mu_n B, \quad (4.70)$$

и из уравнения (4.64) следует:

$$(U_0 - E + \mu_n B)(U_0 - E - \mu_n B) - \varepsilon^2 = 0, \quad (4.71)$$

или

$$(U_0 - E)^2 = \varepsilon^2 + \frac{\omega^2}{4}, \quad (4.72)$$

где $\omega = 2\mu_n B$ — разность энергий нейтрона и антинейтрона. В результате

$$E_{1,2} = U_0 \pm \frac{1}{2} \sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2}. \quad (4.73)$$

Из (4.66) получаем

$$\frac{a_n^{(1)}}{a_{\bar{n}}^{(1)}} = \frac{2\varepsilon}{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2} - \omega} = \frac{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2} + \omega}{2\varepsilon},$$

откуда следует

$$\left(\frac{a_n^{(1)}}{a_{\bar{n}}^{(1)}} \right)^2 = \frac{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2} + \omega}{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2} - \omega}.$$

Используя условие нормировки $a_n^2 + a_{\bar{n}}^2 = 1$, окончательно будем иметь

$$a_n^2 \equiv \cos^2 \phi = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2}} \right), \quad (4.74)$$

$$a_{\bar{n}}^2 \equiv \sin^2 \phi = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2}} \right).$$

В результате, волновые функции состояний, соответствующие энергиям E_1, E_2 , можно записать в уже знакомом нам виде (см. формулы (4.49), (4.51)):

$$n'_1 = n \cos \phi + \bar{n} \sin \phi, \quad n'_2 = -n \sin \phi + \bar{n} \cos \phi. \quad (4.75)$$

Таким образом, если в момент $t = 0$ рождается нейтрон, он представляет из себя суперпозицию состояний n'_1 и n'_2 (эволюция которых происходит с разными энергиями (их разность $\Delta E = \sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2}$):

$$n = n'_1 \cos \phi - n'_2 \sin \phi. \quad (4.76)$$

Вероятность обнаружить антинейтрон через время t определяется точно такой же формулой, как и в случае осцилляций нейтрино:

$$P_{\bar{n}}(t) = \left| \sin 2\phi e^{iU_0 t} i \sin \frac{\Delta E}{2} t \right|^2 = \frac{4\varepsilon^2}{\omega^2 + 4\varepsilon^2} e^{-\gamma_n t} \sin^2 \frac{\sqrt{\omega^2 + 4\varepsilon^2}}{2} t. \quad (4.77)$$

При нулевом магнитном поле и $t \ll \tau_{n\bar{n}}$ ($\tau_{n\bar{n}} = 1/\varepsilon$ — период нейтрон-антинейтронных осцилляций в пустом пространстве) имеем

$$P_{\bar{n}}(t) = (\varepsilon t)^2 e^{-\gamma_n t} = \left(\frac{t}{\tau_{n\bar{n}}} \right)^2 e^{-\gamma_n t}. \quad (4.78)$$

При наличии магнитного поля (реально, практически при любом магнитном поле $\omega \gg \varepsilon$) формула (4.77) дает

$$P_{\bar{n}}(t) = e^{-\gamma_n t} \left(\frac{2\varepsilon}{\omega} \right)^2 \sin^2 \frac{\omega}{2} t = e^{-\gamma_n t} \left(\frac{\varepsilon}{\mu_n B} \right)^2 \sin^2 \mu_n B t. \quad (4.79)$$

Магнитный момент нейтрона $\mu_n = 6,02 \cdot 10^{-12}$ эВ/Гс, так что в магнитном поле Земли $\omega = 2\mu_n B \approx 6 \cdot 10^{-12}$ эВ, что соответствует периоду $\tau_B = 1/\mu_n B \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с. Если магнитное поле Земли экранировать, так, чтобы за время измерения t выполнялось $\omega t \ll 1$ ($\tau_B \gg t$), тогда влияние магнитного поля исчезает, и мы опять возвращаемся к формуле (4.78). В реальном эксперименте, например, с холодными или тепловыми нейтронами, дополнительно выполняется условие $\gamma_n t \ll 1$, т.е. $t \ll \tau_n$, тогда формула (4.78) еще более упрощается:

$$P_{\bar{n}}(t) = (\varepsilon t)^2 = \left(\frac{t}{\tau_{n\bar{n}}} \right)^2. \quad (4.80)$$

В ИЛЛ был проведен эксперимент по поиску осцилляций свободного нейтрона на интенсивном пучке холодных нейтронов от реактора [75]. Нейтроны со средней скоростью около 600 м/с в откачанной и экранированной от магнитных полей (до уровня $2 \cdot 10^{-4}$ Гс) трубе проходили расстояние около 60 м (в течение $t \approx 0,1$ с), затем проходили через мишень — углеродную фольгу толщиной 130 мкм и диаметром 1,1 м, прозрачную для нейтронов и полностью (с 99% вероятностью) поглощающую антинейтроны за счет аннигиляции. Мишень

была окружена детекторами для регистрации и идентификации событий от продуктов аннигиляции. Через мишень было пропущено всего около $3 \cdot 10^{18}$ нейтронов, событий аннигиляции зарегистрировано не было. В результате, получена следующая оценка на период осцилляций (CL=90%):

$$\tau_{n\bar{n}} \geq 0,86 \cdot 10^8 \text{ с.}$$

Такой период соответствует параметру $\varepsilon \leq 10^{-23}$ эВ.

Косвенные ограничения на период $\bar{n}n$ осцилляций можно получить из известных экспериментов по поиску нестабильности материи. Превращение в ядре нейтрона в антинейтрон привело бы к его аннигиляции с выделением энергии ~ 2 ГэВ. Ширину распада ядра за счет такого процесса можно оценить по теории возмущений [73]:

$$\Gamma_{n\bar{n}} = \frac{\varepsilon^2 N \Gamma_{\text{анн}}}{(\Delta m)^2 + \left(\frac{\Gamma_{\text{анн}}}{2}\right)^2}.$$

Здесь N — число нейтронов в ядре, Δm — разность энергий нейтрона и антинейтрона в ядре, $\Gamma_{\text{анн}}$ — ширина распада “квазиядра“, в котором один из нейтронов заменен на антинейтрон. Поскольку из экспериментов по поиску нестабильности протона известно:

$$\frac{1}{\Gamma_{n\bar{n}}} \geq \frac{1}{A\Gamma_0} \approx \frac{10^{30}}{A} \text{ лет,}$$

то при $\Gamma_{\text{анн}} \gg \Delta m \sim 10$ МэВ

$$\varepsilon \leq \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{анн}}\Gamma_0 A}{4N}}.$$

Если принять для оценки $A = 2N$, $\Gamma_{\text{анн}} \sim 100$ МэВ, то из стабильности ядер на ε следует оценка, приблизительно такая же, как в эксперименте со свободными нейтронами, $\varepsilon \leq 10^{-23}$ эВ, или $\tau_{n\bar{n}} \geq 10^8$ с.

Поиском такого рода событий, связанных с аннигиляцией антинейтронов в ядрах, занимается ряд крупных международных коллабораций, в том числе и упоминавшаяся коллаборация Супер-Камиоканде. Одна из них – Судан-2, включающая ряд институтов США и Великобритании, недавно сообщила [76] о наблюдении $(4,5 \pm 1,2)$ собы-

тий, которые могли бы быть идентифицированы как события от $\bar{n}N$ -аннигиляции, откуда следуют ограничения на время жизни ядра железа: $\tau_{Fe} \geq 7,2 \cdot 10^{31}$ лет, и на период осцилляций свободного нейтрона: $\tau_{n\bar{n}} \geq 1,3 \cdot 10^8$ с ($CL = 90\%$). Результаты экспериментов [75, 76] входят в PDG за 2004 г. [12].

В заключение отметим работу Кербикова и др. [77], в которой для поиска нейтрон-антинейтронных осцилляций предлагается использовать ультрахолодные нейтроны, хранящиеся в материальной ловушке. Показано, что примесь антинейтронной компоненты возрастает пропорционально времени хранения, а величина коэффициента пропорциональности зависит от свойств стенок ловушки и может в 1,5–2 раза превышать коэффициент (равный единице) для свободного нейтрона.

Отметим также важность поисков электрических дипольных моментов (ЭДМ) частиц, в частности ЭДМ нейтрона. Наличие ЭДМ у элементарной частицы нарушает одновременно T - и P -инвариантность, а нарушение T - возможно только при нарушении CP -инвариантности в силу CPT -теоремы. Обнаруженное нарушение CP в распадах K - и B -мезонов, в принципе, объясняется и в рамках Стандартной модели. Соответствующая величина ЭДМ в этом случае получается на уровне $\sim 10^{-33}$ е·см, который находится далеко за пределами современных экспериментальных возможностей измерения.

Однако в моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселенной, ЭДМ нейтрона оказывается на уровне $\sim 10^{-27} - 10^{-28}$ е·см, его обнаружение было бы прямым свидетельством в пользу таких, объединяющих различные взаимодействия, моделей. В настоящее время ведется подготовка нескольких экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона на этом уровне чувствительности.

Литература

- [1] Кемпфер Ф. Основные положения квантовой механики. – М.: Мир, 1967.
- [2] Lee T., Yang C. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, **104** (1956) 254–258.
- [3] Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W., Hoppes D.D., Hudson R.P. Experimental test of parity conservation in beta-decay. *Phys. Rev.*, **105** (1957) 1413–1415; Further experiments on β -decay of polarized nuclei. *Phys. Rev.*, **106** (1957) 1361–1363.
- [4] Lee T.D., Yang C.N. Parity nonconservation and a two-component theory of neutrino. *Phys. Rev.*, **105** (1957) 1671–1675.
- [5] Ландау Л.Д. О законах сохранения при слабых взаимодействиях. *ЖЭТФ*, **32** (1957) 405–407; On the conservation laws for weak interactions. *Nucl. Phys.*, **3** (1957) 127–131.
- [6] Ферми Э. Лекции по атомной физике. – Ижевск: НИЦ „Регулярная и хаотическая динамика“, 2001.
- [7] Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A.W. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, **109** (1958) 1015–1017.
- [8] Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. – М.: Атомиздат, 1974.
- [9] Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972.
- [10] Feynman R.P., Gell-Mann M. Theory of Fermi interaction. *Phys. Rev.*, **109** (1958) 193–198.

- [11] Sudarshan E.C.G., Marshak R.E. Chirality invariance and the universal Fermi interaction. *Phys. Rev.*, **109** (1958) 1860–1862.
- [12] Review of Particle Physics. Eidelman S. et al. (Particle Data Group). *Phys. Lett.*, **B 592** (2004). 1109 p.
- [13] Abele H., Hoffmann M. Astruc, Baessler S., Dubbers D., Gluck F., Muller U., Nesvizhevsky V., Reich J., Zimmer O. Is the unitarity of the quark-mixing CKM matrix violated in neutron β -decay? *Phys. Rev. Lett.*, **88** (2002) 211801-1–211801-4.
- [14] Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М., Харкевич Г.И. Несохранение четности в радиационном переходе Lu^{175} . Письма в ЖЭТФ, **3** (1966) 268–274; Циркулярная поляризация γ -квантов Ta^{181} . Письма в ЖЭТФ, **5** (1967) 73–75.
- [15] Abov Yu.G., Krupchitsky P.A., Oratovsky Yu.A. On the existence of an internucleon potential not conserving spacial parity. *Phys. Lett.*, **12** (1964) 25–26.
- [16] Boehm F., Kankeleit E. Experimental evidence for parity impurity in a nuclear gamma transition. *Phys. Rev.*, **14** (1965) 312–315.
- [17] Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М. Поиски несохранения четности в ядерных γ -переходах. Письма в ЖЭТФ, **3** (1966) 76–81.
- [18] Крупчицкий П.А. Нарушение четности в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами. ЭЧАЯ, **25** (1994) 1444–1486.
- [19] Cabibbo N. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963) 531–533.
- [20] Glashow S.L., Iliopoulos J.I., Maiani L. Weak interaction with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev.*, **D 2** (1970) 1285–1292.
- [21] Aubert J.J., Becker U., Biggs P.J., Burger J., Chen M., Everhart G., Goldhagen P., Leong J., McCorriston T., Rhoades T.G., Rohde M., Ting Samuel C.C., Wu Sau Lan, Lee Y.Y. Experimental observation of a heavy particle J . *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 1404–1406.

- [22] Augustin J.-E., Boyarski A.M., Breidenbach M., Bulos F., Dakin J.T., Feldman G.J., Fischer G.E., Fryberger D., Hanson G., Jean-Marie B., Larsen R.R., Luth V., Lynch H.L., Lyon D., Morehouse C.C., Paterson J.M., Perl M.L., Richter B. et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 1406–1408.
- [23] Bacci C., Balbini Celio R., Berna-Rodini M., Caton G., Del Fabbro R., Grilli M., Iarocci E., Locci M., Mencuccini C., Murtas G.P., Penso G., Spinetti G.S.M., Spano M., Stella B., Valente V., Bartoli B., Bisello D., Esposito B. et al. Preliminary result of Frascati (ADONE) on the nature of a new 3.1-GeV particle produced in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974) 1408–1410.
- [24] Рихтер Б. От ψ к очарованию (Эксперименты 1975–1976 гг.) (Нобелевская лекция. Стокгольм, 11 декабря 1976 г.). *УФН*, **125** (1978) 201–226;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1976/richter-lecture.html>;
Тинг С. Открытие J -частицы (Личные впечатления) (Нобелевская лекция. Стокгольм, 11 декабря 1976 г.). *УФН*, **125** (1978) 227–249;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1976/ting-lecture.html>.
- [25] Биленький С.М., Понтекорво Б.М. Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино. *УФН*, **123** (1977) 181–215;
Понтекорво Б.М. Мезоний и антимезоний. *ЖЭТФ*, **33** (1957) 549–551; Обратные β -процессы и несохранение лептонного заряда. *ЖЭТФ*, **34** (1958) 247–249.
- [26] Биленький С.М. Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов. – М.: Энергоиздат, 1981.
- [27] Копылов А.В. Солнечные нейтрино: новые результаты. *Природа*, **2** (2004) 5–11.

- [28] Дэвис Р. (мл.) Полвека с солнечными нейтрино (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2002 г.). УФН, **174** (2004) 408–417; <http://nobelprize.org/physics/laureates/2002/davis-lecture.html>;
Кошиба М. Рождение нейтринной астрофизики (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2002 г.). УФН, **174** (2004) 418–426; <http://nobelprize.org/physics/laureates/2002/koshiba-lecture.html>.
- [29] Перл М. Открытие новой элементарной частицы — тяжелого τ -лептона. УФН, **129** (1979) 671–684.
- [30] Ледерман Л. Ипсилон-частица. УФН, **128** (1979) 693–710.
- [31] Abe F. et al. (CDF Collaboration). Observation of top quark production in p - \bar{p} collisions with the Collider Detector at Fermilab. Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 2626–2631.
- [32] Abachi S. et al. (D0 Collaboration). Observation of the top quark. Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 2632–2637.
- [33] Перкинс Д. Открытие t -кварка. (Перевод и комментарии Н. Никитина). <http://phys.web.ru/db/msg/1184519/>.
- [34] Kobayashi M., Maskawa T. CP -violation in the renormalizable theory of weak interaction. Prog. Theor. Phys., **49** (1973) 652–657.
- [35] Review of Particle Physics. Hagiwara K. et al. (Particle Data Group). Phys. Rev., **D 66** (2002). 974 pp.
- [36] Michel F. Curtis. Parity nonconservation in nuclei. Phys. Rev., **133** (1964) B329–B349.
- [37] Stodolsky L. Neutron optics and weak currents. Phys. Lett., **B 50** (1974) 352–357.
- [38] Forte M., Heckel B.R., Ramsey N.F., Green K., Greene G.L., Byrne J., Pendlebury J.M. First measurement of parity-nonconserving neutron-spin rotation: the tin isotopes. Phys. Rev. Lett., **45** (1980) 2088–2092.

- [39] Forte M. Coherent parity-violation experiments. In: Fundamental physics with reactor neutrons and neutrinos, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 42, chapt. 2, 1978, p. 86–100.
- [40] Сушков О.П., Фламбаум В.В. Эффекты нарушения четности в сложных ядрах. Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ (Физика высоких энергий). Л-д, 1981, с. 200–229; О возможности наблюдения несохранения четности в нейтронной оптике. Письма в ЖЭТФ, **32** (1980) 377–379.
- [41] Бунаков В.Е., Гудков В.П. Эффекты несохранения четности в реакциях упругого рассеяния нейтронов. Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ (Физика атомного ядра). Л-д, 1981, с.32–52; Parity non-conservation effects in neutron elastic scattering reactions. Z. Phys., **A 303** (1981) 285–291.
- [42] Bunakov V.E. Fundamental symmetry breaking in nuclear reactions. ЭЧАЯ, **26** (1995) 285–361.
- [43] Alfimenkov V. P., Borzakov S. B., Thuan Vo Van, Mareev Yu. D., Pikelner L. B., Khrykin A. S., Sharapov E. I. Parity nonconservation in neutron resonances. Nucl. Phys., **A 398** (1983) 93–106.
- [44] Серебров А.П., Петухов А.К., Вальский Г.В., Петров Г.А., Плева Ю.С. Эффект прецессии спина нейтрона вблизи p -волнового резонанса ^{139}La . Письма в ЖЭТФ, **62** (1995) 529–534.
- [45] Neil W., Humblot H., Hofmann D., Krasnoschekova I., Lelièvre-Berna E., Petoukhov A., Petrov G., Serebrov A., Tasset F., Valsky G. Neutron optic P -violation effects near p -wave resonance. Physica B, **267-268** (1999) 289–293.
- [46] Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дроняев В.П., Новицкий В.В., Павлов В.С., Боровлев С.П. P -нечетная асимметрия при делении ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами. Письма в ЖЭТФ, **26** (1977) 197–199;
- Данилян Г.В. Нарушение пространственной четности в делении тяжелых ядер. УФН, **131** (1980) 329–342.

- [47] Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Недопекин В.Г., Рогов В.И. *P*-нечетная асимметрия испускания нейтронов при делении ^{240}Pu . Письма в ЖЭТФ, **28** (1978) 53–55.
- [48] Петухов А.К., Петров Г.А., Степанов С.И., Николаев Д.В., Звездкина Т.К., Петрова В.И., Тюкавин В.А. О несохранении пространственной четности при делении тяжелых ядер поляризованными нейтронами. Письма в ЖЭТФ, **30** (1979) 470–474.
- [49] Боровикова Н.В., Весна В.А., Егоров А.И., Князьков В.А., Коломенский Э.А., Лобашев В.М., Пирожков А.Н., Попеко Л.А., Смотрицкий Л.М., Титов Н.А., Шаблий А.И. Исследование эффектов нарушения пространственной четности в реакциях захвата тепловых поляризованных нейтронов с вылетом тяжелых заряженных частиц. Письма в ЖЭТФ, **30** (1979) 527–532.
- [50] Данилян Г.В. Новые эксперименты по исследованию несохранения четности в ядерных процессах. Материалы XII Зимней школы ЛИЯФ (Физика атомного ядра). Л-д, 1977, с. 5–31.
- [51] Petrov G.A., Valskii G.V., Petukhov A.K., Alexandrovich A.Ya., Pleva Yu.S., Sokolov V.E., Laptev A.B., Scherbakov O.A. Space parity violation in nuclear fission. Nucl. Phys., **A 502** (1989) 297–306.
- [52] Гагарский А.М., Голосовская С.П., Лаптев А.Б., Петров Г.А., Петухов А.К., Плева Ю.С., Соколов В.Е., Щербаков О.А. Исследование свойств *p*-резонансов в делении ^{235}U нейтронами с энергией 1–136 эВ. Письма в ЖЭТФ, **54** (1991) 9–12.
- [53] Alexandrovich A.Ya., Gagarski A.M., Krasnoschekova I.A., Petrov G.A., Petrova V.I., Petukhov A.K., Pleva Yu.S., Geltenbort P., Last J., Schreckenbach K. New observation of space parity violation in neutron induced fission of ^{229}Th , ^{241}Pu and ^{241}Am . Nucl. Phys., **A 567** (1995) 541–552.
- [54] Алфименков В.П., Вальский Г.В., Гагарский А.М., Гельтенборт П., Гусева И.С., Ласт И., Петров Г.А., Петухов А.К.,

- Пикельнер Л.Б., Плева Ю.С., Соколов В.Е., Фурман В.И., Шрекенбах К., Щербаков О.А. Интерференционные эффекты в угловых распределениях осколков деления тяжелых ядер тепловыми и резонансными нейтронами. *Ядерная физика*, **58** (1995) 799–807.
- [55] Hasert F.J., Faissner H., Krenz W., Von Krogh J., Lanske D., Morfin J., Schultze K., Weerts H., Bertrand-Coremans G.H., Lemonne J., Sacton J., Van Doninck W., Vilain P., Baltay C., Cundy D.C., Haidt D., Jaffre M., Musset P. et al. Search for elastic muon-neutrino electron scattering. *Phys. Lett.*, **B 46** (1973) 121–124.
- [56] Hasert F.J., Kabe S., Krenz W., Von Krogh J., Lanske D., Morfin J., Schultze K., Weerts H., Bertrand-Coremans G.H., Sacton J., Van Doninck W., Vilain P., Camerini U., Cundy D.C., Baldi R., Danilchenko I., Fry W.F., Haidt D. et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett.*, **B 46** (1973) 138–140.
- [57] Benvenuti A., Cheng D.C., Cline D., Ford W.T., Imlay R., Ling T.Y., Mann A.K., Messing F., Piccioni R.L., Pilcher J., Reeder D.D., Rubbia C., Stefanski R., Sulak L. Observation of muonless neutrino-induced inelastic interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974) 800–803.
- [58] Барков Л.М., Золоторев М.С., Хриплович И.Б. Наблюдение несохранения четности в атомах. *УФН*, **132** (1980) 409–442.
- [59] Барков Л.М., Золоторев М.С. Наблюдение несохранения четности в атомных переходах. *Письма в ЖЭТФ*, **27** (1978) 379–383.
- [60] Prescott C.Y., Atwood W.B., Cottrell R.L.A., DeStaebler H., Garwin Edward L., Gonidec A., Miller R.H., Rochester L.S., Sato T., Sherden D.J., Sinclair C.K., Stein S., Taylor R.E., Clendenin J.E., Hughes V.W., Sasao N., Schuler K.P., Borghini M.G. et al. Parity non-conservation in inelastic electron scattering. *Phys. Lett.*, **B 77** (1978) 347–352.

- [61] Вайнберг С. Идеиные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1979 г.). УФН, **132** (1980) 201–217;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1979/weinberg-lecture.html>.
- [62] Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1979 г.). УФН, **132** (1980) 219–228;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1979/glashow-lecture.html>.
- [63] Салам А. Калибровочное объединение фундаментальных сил (Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1979 г.). УФН, **132** (1980) 229–253;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1979/salam-lecture.html>.
- [64] Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. — М.: Наука, 1988.
- [65] Руббиа К. Экспериментальное наблюдение промежуточных векторных бозонов W^+ , W^- и Z^0 (Нобелевская лекция. Стокгольм, 11 декабря 1984 г.). УФН, **147** (1985) 371–404;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1984/rubbia-lecture.html>;
Ван дер Меер С. Стохастическое охлаждение и накопление антипротонов (Нобелевская лекция. Стокгольм, 11 декабря 1984 г.). УФН, **147** (1985) 405–420;
<http://nobelprize.org/physics/laureates/1984/meer-lecture.html>.
- [66] Soldner T. Testing time reversal invariance with cold neutrons.
<http://www.arxiv.org/abs/hep-ex/0405062>, 19 May 2004.
- [67] Yerozolimsky B.G. Free neutron decay: a review of the contemporary situation. Nucl. Instr. and Meth., **A 440** (2000) 491–498.
- [68] Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. Phys. Rev. Lett., **13** (1964) 138–140.
- [69] Abe K. et al. (Belle Collaboration). Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays. Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 021601-1–021601-5.

- [70] Aubert B. et al. (The BaBar Collaboration). Observation of direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. <http://www.arxiv.org/abs/hep-ex/0407057>, 30 Jul 2004; Direct CP violating asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 131801-1–131801-7.
- [71] Gell-Mann M., Pais A. Behavior of neutral particles under charge conjugation. Phys. Rev., **97** (1955) 1387–1389.
- [72] Кузьмин В.А. CP -неинвариантность и барионная асимметрия Вселенной. Письма в ЖЭТФ, **12** (1970) 335–337.
- [73] Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Четыркин К.Г., Шапошников М.Е. Об осцилляциях нейтрон–антинейтрон. Письма в ЖЭТФ, **32** (1980) 88–91.
- [74] Сахаров А.Д. Нарушение CP -инвариантности, C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной. Письма в ЖЭТФ, **5** (1967) 32–35.
- [75] Baldo-Ceolin M., Benetti P., Bitter T., Bobisut F., Calligarich E., Dolfini R., Dubbers D., El-Muzeini P., Genoni M., Gibin D., Gigli Berzolari A., Gobrecht K., Guglielmi A., Last J., Laveder M., Lippert W., Mattioli F., Mauri F. et al. A new experimental limit on neutron-antineutron oscillations. Z. Phys, **C 63** (1994) 409–416.
- [76] Chung J., Allison W.W.M., Alner G.J., Ayres D.S., Barrett W.L., Border P.M., Cobb J.H., Courant H., Demuth D.M., Fields T.H., Gallagher H.R., Goodman M.C., Gran R., Joffe-Minor T., Kafka T., Kasahara S.M.S., Litchfield P.J., Mann W.A. et al. Search for neutron-antineutron oscillations using multiprong events in Soudan 2. <http://www.arxiv.org/abs/hep-ex/0205093>, 28 May 2002; Phys. Rev., **D 66** (2002) 032004-1–032004-11.
- [77] Kerbikov B.O., Kudryavtsev A.E., Lensky V.A. Neutron-antineutron oscillations in a trap revisited. ЖЭТФ, **125** (2004) 476–485.

Глава 5

Электромагнитное взаимодействие нейтрона

5.1 Частица во внешнем магнитном поле

Нерелятивистский гамильтониан частицы во внешнем магнитном поле \mathbf{B} имеет вид:

$$H = H' - \mu(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{B}), \quad (5.1)$$

где вектор $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ образован спиновыми матрицами Паули σ_i , $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma}/2$ — оператор спина частицы, $\boldsymbol{\mu} = \mu\boldsymbol{\sigma}$ — ее магнитный момент (для электронов $\mu = e\hbar/2m_e c$ ($e = -|e|$)), а у нуклонов магнитный момент μ содержит еще и аномальную часть:

$$\boldsymbol{\mu}' = \boldsymbol{\mu} - \frac{e\hbar}{2mc}. \quad (5.2)$$

Согласно общим правилам квантовой механики, операторное движение спина получается из формулы:

$$\dot{\mathbf{S}} = \frac{i}{\hbar}(H\mathbf{S} - \mathbf{S}H) = \frac{i}{2\hbar}(H\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}H), \quad (5.3)$$

т.е. в компонентах

$$\dot{S}_i = -\frac{\mu i}{2\hbar} B_k (\sigma_k \sigma_i - \sigma_i \sigma_k) = -\frac{\mu}{\hbar} \varepsilon_{ikl} B_k \sigma_l. \quad (5.4)$$

Здесь, как и раньше, предполагается суммирование по повторяющимся индексам и использованы перестановочные соотношения:

$$\sigma_k \sigma_i - \sigma_i \sigma_k = -[\sigma_i \sigma_k] = -2i\varepsilon_{ike} \sigma_e.$$

В результате

$$\dot{\mathbf{S}} = \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{S} \times \mathbf{B}]. \quad (5.5)$$

Усреднив это равенство по состоянию, получим уравнение для вектора среднего спина, или для поляризации $\mathbf{P} = 2\langle \mathbf{S} \rangle$:

$$\dot{\mathbf{P}} = \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{P} \times \mathbf{B}]$$

Это уравнение описывает прецессию вектора \mathbf{P} (спина) относительно направления \mathbf{B} с частотой $\omega_0 = -2\mu B/\hbar$. Действительно, полагая магнитное поле \mathbf{B} параллельным z , т.е. $B_z = B$, $B_x = B_y = 0$, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{P}_z &= 0, \\ \dot{P}_x &= +\frac{2\mu}{\hbar} B_z P_y, \\ \dot{P}_y &= -\frac{2\mu}{\hbar} B_z P_x, \end{aligned}$$

которая имеет следующее решение: $P_z = \text{const} = P_{0\parallel}$, $P_x = P_{0\perp} \sin \omega_0 t$, $P_y = P_{0\perp} \cos \omega_0 t$, где

$$\omega_0 = \frac{2\mu B}{\hbar} \quad (5.6)$$

— так называемая ларморова частота прецессии спина. Получили, что вектор \mathbf{P}_\perp с компонентами (P_x, P_y) вращается в плоскости (x, y) с угловой скоростью ω_0 , т.е. спин прецессирует относительно направления магнитного поля.

Если частица заряжена, то в том же поле на нее действует сила Лоренца

$$\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (5.7)$$

то есть

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e}{mc} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] = \frac{2\mu_D}{\hbar} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \quad (5.8)$$

Здесь $\mu_D = e\hbar/2mc$ — дираковский магнитный момент, связанный со спином $1/2$ (для электрона это магнетон Бора, для нуклона — ядерный

магнетон). Следовательно, точно так же, как и спин, вектор скорости \mathbf{v} прецессирует вокруг направления \mathbf{H} с угловой скоростью

$$\omega = -\frac{eB}{mc} = -\frac{2\mu_D B}{\hbar}.$$

Когда $\mu' = 0$, эта угловая скорость совпадает со скоростью $2\mu B/\hbar$, и, следовательно, вектор поляризации сохраняет постоянный угол с направлением движения. Наличие аномального магнитного момента приводит к прецессии спина относительно направления скорости частицы. Это обстоятельство используется для прямого измерения аномальных магнитных моментов частиц.

При движении в электрическом поле в системе, связанной с частицей, возникает магнитное поле

$$\mathbf{B} = -\frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{E}]}{c} = \frac{1}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}], \quad (5.9)$$

с которым может дополнительно взаимодействовать магнитный момент. При этом оказывается, что аномальный и нормальный магнитные моменты взаимодействуют с электрическим полем по-разному. Так, нормальный момент взаимодействует не как

$$V^S = -\frac{\mu}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}], \quad (5.10)$$

а как

$$V = -\frac{\mu}{2c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}]. \quad (5.11)$$

Это так называемая "томасовская" половинка, которая связана с общими требованиями релятивистской инвариантности и специфическими свойствами спинорной частицы.

Именно эту природу имеет спин-орбитальное взаимодействие электрона в атоме. Действительно, если электрон в атоме движется в центральном электрическом поле с потенциалом $\varphi(r)$, то величина поля равна

$$\mathbf{E} = \nabla\varphi = \frac{\mathbf{r}}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r},$$

и взаимодействие магнитного момента электрона с этим полем будет иметь вид

$$V = -\frac{\mu}{2c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}] = -\frac{(\mu[\mathbf{r} \times \mathbf{p}])}{2mc} \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} = -\frac{e\hbar}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial r} (\mathbf{S}\mathbf{L}), \quad (5.12)$$

где $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma}/2$ — оператор спина, $\mathbf{L} = [\mathbf{r} \times \mathbf{p}]$ — оператор орбитального момента электрона. Это и есть спин-орбитальное взаимодействие, приводящее к тонкой структуре уровней атомов.

Аномальный же магнитный момент, в отличие от нормального (дираковского), имеет энергию взаимодействия с электрическим полем, равную

$$-\frac{\boldsymbol{\mu}}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}].$$

Поэтому для нейтрона (момент которого целиком аномален) взаимодействие с электрическим полем описывается

$$V^S = -\frac{\boldsymbol{\mu}}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}] = -\gamma_n \mu_N \frac{\boldsymbol{\sigma} [\mathbf{E} \times \mathbf{p}]}{mc}. \quad (5.13)$$

Это взаимодействие называется швингеровским. Здесь γ_n определяет аномальный магнитный момент в ядерных магнетонах:

$$\mu' = \gamma_n \frac{e\hbar}{2mc}.$$

Имеется еще так называемое фолдиевское взаимодействие нейтрона с электрическим полем, которое имеет вид:

$$V^F = -\frac{\gamma_n \mu_N \hbar}{2mc} \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (5.14)$$

Оно является контактным, так как

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -4\pi e \delta(\mathbf{r}),$$

т.е. отлично от нуля только в точках, где расположены заряды e . Физически оно связано с квантовым дрожанием нейтрона как релятивистской частицы. Вспомним дираковский гамильтониан:

$$H = c\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p} + \beta mc^2. \quad (5.15)$$

Оператор скорости частицы можно записать как

$$\dot{\mathbf{r}} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{r}, H],$$

или

$$\dot{x}_i = \frac{i}{\hbar} [H, x_i] = \frac{i}{\hbar} (c\boldsymbol{\alpha} [\mathbf{p}x_i - x_i\mathbf{p}]) = c\alpha_i, \quad (5.16)$$

поскольку

$$[p_i x_k] = -i\hbar\delta_{ik}.$$

Таким образом, $c\boldsymbol{\alpha}$ есть оператор скорости релятивистской частицы, а поскольку $\alpha_i^2 = 1$, то все проекции скорости равны c . Следовательно, можно сказать, что дираковская частица "блуждает" со скоростью c , но в произвольных направлениях, так что ее средняя скорость равна \boldsymbol{v} .

Предположим теперь, что она движется в среднем по спирали с радиусом порядка комптоновской длины. Что произойдет, если внутри "траектории" оказывается заряд (см. рис. 5.1)?

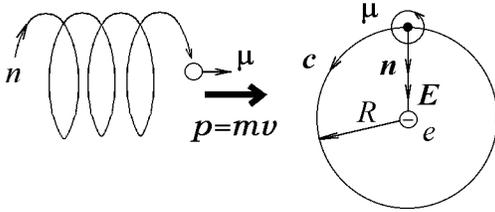


Рис. 5.1. Движение нейтрона по спирали. Справа изображен один виток этой спирали, магнитный момент направлен на нас

Имеется швингеровское (спин-орбитальное) взаимодействие:

$$V = -\boldsymbol{\mu} \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{c}]}{c} = \mathbf{E} \left(\boldsymbol{\mu} \times \frac{\mathbf{c}}{c} \right) = \mu(\mathbf{E}\mathbf{n}).$$

Величина средней энергии этого взаимодействия за виток

$$\bar{V} = \frac{\mu}{2\pi R} \oint E_n dl \equiv \frac{\mu}{2\pi R} \oint \frac{E_n dl dz}{z} = \frac{\mu}{2\pi R} \oint \frac{E_n dS}{z}.$$

Используя теорему Гаусса, получаем:

$$\bar{V} = \frac{\mu}{2\pi R} \cdot \frac{\pi R^2 z \cdot \text{div} \mathbf{E}}{z} = \frac{\mu R}{2} \text{div} \mathbf{E}.$$

Полагая теперь $R \sim \lambda_c = \hbar/mc$, получим выражение:

$$\bar{V} = \frac{\mu\hbar}{2mc} \text{div} \mathbf{E},$$

в точности описывающее фолдиевское взаимодействие. Для нормального дираковского момента (например, для электрона) такое взаимодействие называется дарвиновским и содержит томасовскую половину.

Все эти взаимодействия получаются автоматически из уравнения Дирака для частицы в электромагнитном поле (если в него включить дополнительное взаимодействие, связанное с аномальным магнитным моментом) при переходе к нерелятивистскому пределу.

5.2 Поиск электрического дипольного момента нейтрона

Проблема существования электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона тесно связана с фундаментальными проблемами нарушения временной (относительно преобразования обращения времени T) и, в силу сохранения CPT (Людерс [1], 1954; Паули [2], 1955), CP -симметрии (C — операция зарядового сопряжения, P — операция инверсии координат). Гипотеза о симметрии законов природы относительно преобразования комбинированной инверсии (CP) была высказана Ландау в 1957 году [3]. В той же работе им было замечено, что наличие у любой элементарной частицы электрического дипольного момента требует одновременного нарушения как пространственной (P), так и временной (T), а следовательно, и CP -инвариантностей.

Постоянный электрический дипольный момент (ЭДМ) частицы выражается через плотность заряда следующим образом:

$$\mathbf{d} = \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) d^3r$$

и является полярным вектором. Его наличие приводит к дополнительному взаимодействию частицы с электрическим полем:

$$V^d = -(\mathbf{d}\mathbf{E}).$$

Каким образом наличие ЭДМ элементарной частицы нарушает P - и T -инвариантности, легко понять из рис. 5.2. Электрический дипольный момент для нейтральной частицы, например нейтрона, отражает неравномерное распределение заряда по объему частицы — смещение центра распределения положительного заряда относительно центра отрицательного. Если представить нейтрон в виде двух противоположно заряженных шариков с зарядами, равными заряду электрона e и

расстоянием между центрами d , то ЭДМ определится как полярный вектор $\mathbf{D} = e \cdot \mathbf{d}$, где \mathbf{d} — вектор, направленный от положительного заряда к отрицательному. А поскольку нейтрон имеет единственную внутреннюю векторную характеристику — спин \mathbf{S} , то из квантовой механики следует, что вектор \mathbf{D} должен быть параллелен (либо антипараллелен) вектору спина. При отражении в зеркале и при обращении времени (см. рис. 5.2) вектор \mathbf{D} не изменяет знак, тогда как аксиальный вектор спина знак меняет. Если имеется инвариантность относительно любого из этих преобразований, то обе ситуации должны быть равновероятными, следовательно, среднее значение ЭДМ в этом случае должно быть нулем. Поскольку P -инвариантность нарушается слабыми взаимодействиями и в то же время последние не нарушают T -инвариантность, то наличие ЭДМ будет, с одной стороны, свидетельствовать о нарушении T , а с другой — о некотором другом типе взаимодействия, до сих пор неизвестном.

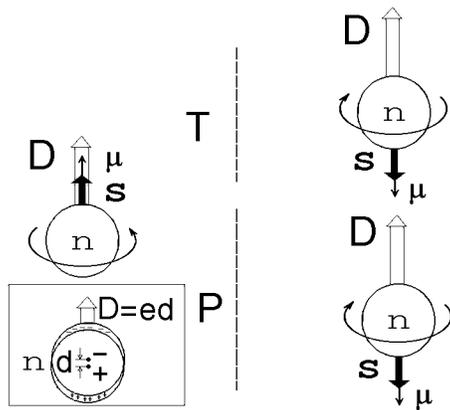


Рис. 5.2. ЭДМ нейтрона, нарушающий зеркальную и временную инвариантности. Имеющийся у нейтрона магнитный момент не нарушает этих симметрий

Нарушение P -четности в слабых взаимодействиях, предсказанное в 1956 году Ли и Янгом [4] и обнаруженное экспериментально Ву с сотрудниками [5], в настоящее время сравнительно хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально. Природа же нарушения комбинированной четности (CP -четности) до сих пор остается загадкой в течение уже более 40 лет со времени его обнаружения в 1964 г. в распадах нейтральных K -мезонов [6]. И до недавнего времени это был единственный известный случай CP -нарушения (а также и нарушения

симметрии относительно обращения времени (T)). Летом 2004 г. две большие международные коллаборации, Belle и BaBar, работающие в Японии и США, сообщили [7, 8] о наблюдении CP -нарушения в распадах нейтральных B -мезонов, содержащих тяжелые кварки. Косвенным свидетельством CP -нарушения является также барионная асимметрия Вселенной. Поэтому связь ЭДМ с нарушением фундаментальных симметрий представляет наибольший интерес. На важность поиска ЭДМ нейтрона с этой точки зрения указал Рамзей в 1958 году [9], хотя некоторые соображения по этому поводу высказывались Парселлом и Рамзеем еще в 1950 г., см. [10].¹

Различные теории нарушения CP приводят к очень широкому спектру предсказываемых значений для ЭДМ нейтрона. Новые экспериментальные ограничения на величину ЭДМ приводят к исключению ряда теорий и позволяют тем самым получать новую информацию о механизме CP -нарушения (см., например, обзоры [11]—[16] о современном состоянии теории в этой области физики).

Поэтому поиск ЭДМ элементарных частиц является важной задачей современной физики. Нейтрон с экспериментальной точки зрения представляет очень удобную систему для этой цели (об истории вопроса и экспериментальной ситуации см. [17]—[26], а также рис. 5.3).

И хотя обнаружить ЭДМ нейтрона пока не удается, экспериментальные ограничения на его величину уже сыграли свою роль, позволив, по выражению Голуба и Ламоро [22], "исключить больше теорий (предложенных для объяснения K -распада), чем это сделал любой другой эксперимент за всю историю физики". В частности, последние экспериментальные данные [23, 25] практически закрывают модель Вайнберга с CP -нарушением в хиггсовском секторе, которая дает уровень оценок от 10^{-22} до 10^{-25} е·см [27] (см. также [28]).

В настоящее время наиболее точным методом измерения ЭДМ является метод УХН — магниторезонансный метод² с использованием ультрахолодных нейтронов (которые можно накапливать и хранить в

¹В 1951 г. Парселлом, Рамзеем и Смитом были начаты первые эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона, см. [10].

²Впервые магниторезонансный метод для поиска ЭДМ нейтрона в 1951 г. применили Парселл, Рамзей и Смит (см. [10]) в эксперименте с тепловыми нейтронами. Их результат $D \leq 5 \times 10^{-20}$ е·см.

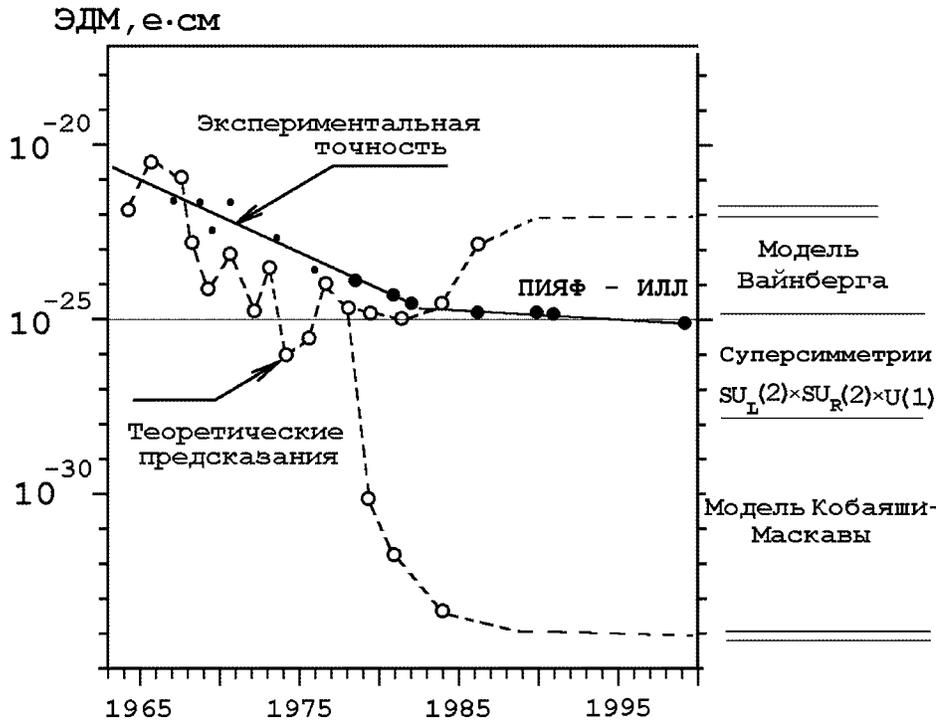


Рис. 5.3. Сравнение теоретических значений ЭДМ нейтрона в различных моделях нарушения CP и экспериментальных ограничений на его величину. История развития теории и эксперимента. Жирными точками отмечены результаты экспериментов, выполненных с ультрахолодными нейтронами на реакторах ПИЯФ и ИЛЛ. Кривая взята из работы [23] и добавлен последний результат, полученный на высокопрецизионном реакторе в ИЛЛ [26]

полости), развиваемый в ПИЯФ РАН (Гатчина [23, 24]) и в ИЛЛ (Гренобль, Франция [25, 26]). Напомним, что идея о возможности хранения ультрахолодных нейтронов в замкнутой полости за счет полного внешнего отражения принадлежит Зельдовичу [29] (1959 г.). Предложение использовать УХН для улучшения точности измерения ЭДМ нейтрона впервые прозвучало в работе Ф.Л. Шапиро [17] (1968 г.).

Результаты, полученные в упомянутых выше группах к 1989 г., были следующие:

$$D = (0 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} \text{ е}\cdot\text{см (ПИЯФ [23]);}$$

$$D = (-0,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-25} \text{ е}\cdot\text{см (ИЛЛ [25]).}$$

Соответствующий верхний предел на величину электрического дипольного момента нейтрона (на уровне достоверности 90%), полученный к 1989 г. в результате эксперимента, длившегося в течение почти 3-х десятилетий в ПИЯФ, таков (см. [23, 24]):

$$D < 9,7 \cdot 10^{-26} \text{ е}\cdot\text{см (CL=90\%)}.$$

Последующие измерения в ИЛЛ в течение еще 10 лет [26] к 1999 г. дали сравнительно небольшое улучшение результата:

$$D < 6,3 \cdot 10^{-26} \text{ е}\cdot\text{см (CL=90\%)}.$$

Это одна из самых высоких точностей, достигнутых в мире к настоящему времени. Если нейтрон представить в виде шара размером $R \approx 10^{-13}$ см, то $D/R \approx 6,3 \cdot 10^{-13}$. Такая доля от радиуса Земли составляет 4 мкм!

Абсолютная ошибка измерения ЭДМ, характеризующая чувствительность метода, определяется (см., например, [19, 24, 25])

$$\sigma(D) \propto \frac{1}{E\tau\sqrt{N}}, \quad (5.17)$$

где E — величина электрического поля, приложенного к нейтрону, τ — среднее время пребывания нейтрона в этом поле. Величина $E\tau$ характеризует экспериментально наблюдаемый эффект, например, изменение скорости счета нейтронов в детекторе при изменении направления электрического поля или спина нейтрона. N — полное число накопленных событий. Возможность увеличения N определяется

светосилой установки. В методе УХН величина поля E составляет 10–15 кВ/см. Эта величина ограничена свойствами изолирующих материалов. Существует два варианта установки (см. [18, 19, 23]): накопительный ($\tau = 70$ с) и пролетный ($\tau = 5$ с). Величины $E\tau$ для них соответственно равны 75 и 1050 кВ с/см. Последние результаты, [23, 24] и [25, 26], получены в накопительных вариантах.

Заметим, что дальнейшее увеличение точности на этих установках путем простого увеличения статистики (числа N) невозможно как из-за недостаточной интенсивности потоков УХН (см. ниже), так и из-за возникновения на таком уровне чувствительности неконтролируемых систематических погрешностей, связанных, например, с токами утечки, с нестабильностью электрических полей, магнитной обстановкой в зале реактора и др., поэтому требуется либо существенная модернизация, либо создание новых установок и методов с привлечением новых физических идей, технологий и материалов для увеличения чувствительности к малым эффектам от ЭДМ нейтрона.

Проведем несколько грубых размерных оценок. Если считать, что в формировании ЭДМ участвуют слабые взаимодействия, то ЭДМ должен быть пропорционален слабой константе G , которая равна

$$G = 10^{-5} \left(\frac{\hbar}{m_{pc}} \right)^2 = 10^{-5} \lambda_{pc}^2,$$

то есть можно принять

$$D \sim 10^{-5} \lambda_{pc} \cdot e \approx 10^{-5} \mu_N \approx 10^{-19} \text{ е}\cdot\text{см}$$

Поскольку распады K^0 -мезонов обусловлены слабым взаимодействием, а нарушение CP -инвариантности (и, соответственно, T -инвариантности) на уровне 10^{-3} , то можно, например, дать следующую оценку:

$$D \sim 10^{-3} \cdot 10^{-19} \simeq 10^{-22} \text{ е}\cdot\text{см}.$$

Однако в настоящее время экспериментальные данные говорят, что $d < 10^{-25}$ см. К наименьшей оценке приводит гипотеза Вольфенштейна, согласно которой нарушение T -инвариантности (а точнее CP -) вызывается особым *сверхслабым* взаимодействием, которое приводит к малой примеси $\varepsilon \sim 10^{-3}$ волновой функции K_1^0 к K_2^0 . Тогда энергию

этого взаимодействия H' можно оценить из величины этой примеси. Действительно,

$$\varepsilon = \frac{H'}{m_{K_1^0} - m_{K_2^0}},$$

следовательно,

$$H' = \varepsilon (m_{K_1^0} - m_{K_2^0}) \approx 10^{-3} \cdot \Delta m \sim 10^{-8} \text{ эВ.}$$

Тогда (поскольку для появления ЭДМ должны смешаться состояния с противоположной четностью) для нуклона можно написать:

$$D \approx \frac{H'}{E^* - E_0} e \cdot \lambda_{cp} \approx 10^{-17} \cdot 10^{-14} \sim 10^{-31} \text{ е·см,}$$

здесь $E^* - E_0 \sim mc^2 \sim 10^9$ эВ, E^* масса ближайшего возбужденного состояния нуклона со спином $1/2$ и противоположной четностью (это есть так называемый S^{11} -резонанс, и его масса ~ 1535 МэВ, то есть отличается от массы нуклона на величину порядка самой массы).

Добавочное, зависящее от спина взаимодействие ЭДМ с электрическим полем $V^d = -D(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E})$ может приводить к следующим эффектам, которые, в принципе, можно наблюдать и, тем самым, судить о наличии или отсутствии ЭДМ.

1. Сдвиг атомных уровней.
2. Добавочное рассеяние в кулоновском поле (в веществе).
3. Прецессия спина в электрическом поле.

В связи с этим нужно помнить про еще два вида взаимодействия нейтрона с электрическим полем, которые не нарушают ни P -, ни T -, ни, соответственно, CP -инвариантности. Это — швингеровское и фолдиевское взаимодействия, которые могут имитировать ЭДМ, т.е. приводить к ложным эффектам при его измерениях, поэтому очень важным является умение исключать эти ложные эффекты, а для этой цели необходимо хорошо понимать свойства всех электромагнитных взаимодействий нейтрона.

5.2.1 Основные идеи магниторезонансного метода Рамзея для измерения ЭДМ

Метод основан на измерении изменения частоты прецессии нейтрона (резонансной частоты) в электрическом поле. В магнитном поле нейтрон имеет два уровня энергии $E_{\pm} = \pm\mu B_0$, расстояние между ними и есть частота прецессии. Если поляризованный в каком-либо направлении нейтрон попадает в магнитное поле, то его магнитный момент начинает прецессировать с частотой $\omega_0 = 2\mu B/\hbar$ вокруг направления \mathbf{B}_0 (см. рис. 5.4).

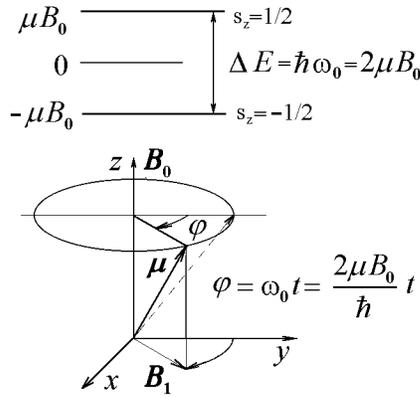


Рис. 5.4. Прецессия магнитного момента нейтрона вокруг магнитного поля \mathbf{B}_0 , направленного вдоль оси z с угловой скоростью ω_0 . Если еще приложить вращающееся с той же угловой скоростью, т.е. вместе с моментом, магнитное поле \mathbf{B}_1 , то магнитный момент начнет прецессировать относительно направления \mathbf{B}_1

Если теперь приложить поле \mathbf{B}_1 , направленное в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B}_0 , и вращающееся с частотой ω в этой плоскости (на самом деле любое переменное поле вида $\mathbf{B}_1 \cos \omega t$ можно разложить на два вращающихся в противоположных направлениях), то в системе, вращающейся с частотой ω , при $\omega = \omega_0$ для нейтрона это опять будет постоянное поле, и он начнет прецессировать уже вокруг B_1 с частотой $\omega_1 = 2\mu B_1/\hbar$ — это и есть резонансный переворот спина. Причем, если, например, в начальный момент спин нейтрона был направлен по \mathbf{B}_0 (ось z), то вероятность найти спин в том же направлении в момент времени будет равна

$$W^{(+)} = P_0 \cos^2 \frac{\omega_1 t}{2} = \frac{1}{2} P_0 (1 + \cos \omega_1 t),$$

а вероятность найти спин против \mathbf{B} (т.е. вероятность переворота)

$$W^{(-)} = P_0 \sin^2 \frac{\omega_1 t}{2} = \frac{1}{2} P_0 (1 - \cos \omega_1 t).$$

Другими же словами, происходит квантовый переход между состояниями, расстояние между которыми $\Delta E = 2\mu B_0$, под действием гармонического возмущения. Этот переход имеет максимальную вероятность при резонансе, т.е. когда частота возмущающего потенциала совпадает с разностью энергий уровней, деленной на постоянную Планка: $\omega = \Delta E/\hbar = 2\mu B_0/\hbar$.

Если теперь включить электрическое поле, то расстояние между уровнями будет зависеть от взаимной ориентации электрического и магнитного полей. Измеряя резонансную частоту перехода в случаях, когда электрическое поле параллельно магнитному и когда поля антипараллельны, по разности этих частот можно найти величину электрического дипольного момента нейтрона (см. рис. 5.5).

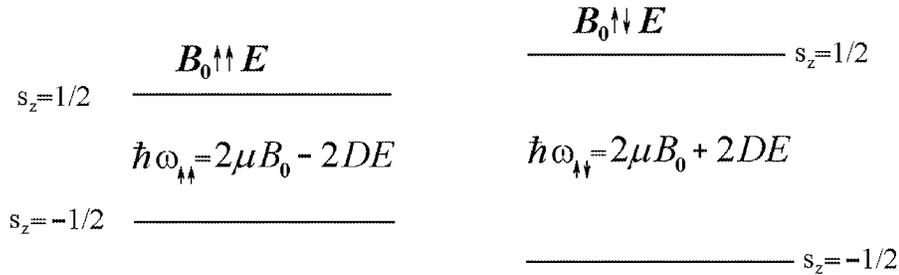


Рис. 5.5. Схема уровней для нейтрона в магнитном B_0 и электрическом E полях для двух случаев, когда поля параллельны и антипараллельны. Если ЭДМ нейтрона отличен от нуля, расстояние между уровнями в этих случаях будет разным, что можно обнаружить экспериментально по изменению резонансной частоты при реверсе электрического поля

Из разности частот получим величину ЭДМ нейтрона

$$D = -\frac{\hbar(\omega_{\uparrow\uparrow} - \omega_{\uparrow\downarrow})}{4E}. \quad (5.18)$$

5.2.2 Схема спектрометра Рамзея

Ниже на рис 5.6 приведена типичная схема магниторезонансного спектрометра Рамзея для измерения ЭДМ нейтрона (пролетный вариант

установки), см. [19]. Установка, которая использовалась в экспериментах ПИЯФ [19, 23], несколько отличалась от этой. Главное отличие в том, что она состояла из двух камер хранения (пролета) УХН с противоположными электрическими полями для исключения ложных эффектов, связанных с непараллельностью электрических и магнитных полей. В настоящее время в ПИЯФ создается более чувствительная шестикамерная установка.

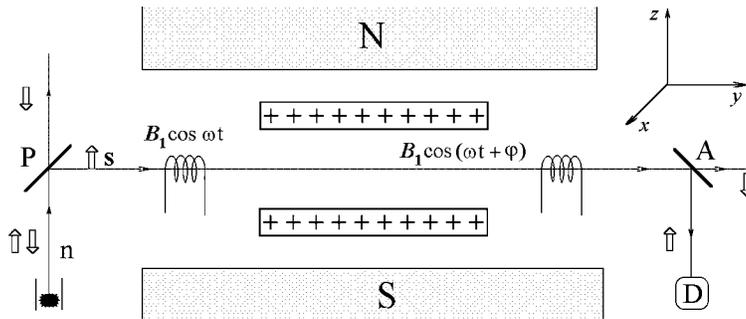


Рис. 5.6. Схема метода отдельных осциллирующих полей (спектрометр Рамзея) для измерения ЭДМ нейтрона. P — поляризатор (например, намагниченное зеркало), A — точно такое же зеркало, анализатор поляризации, D — детектор

Пучок неполяризованных нейтронов, выведенный из реактора, например при помощи нейтроновода, падает на зеркало-поляризатор. Отраженный зеркалом поляризованный пучок направляется в спектрометр. В первой катушке (синхронизаторе) создается вращающееся с угловой частотой ω магнитное поле. В ней при $\omega = \omega_0$ для нейтронов определенной энергии (зависящей от длины катушки) происходит поворот спина нейтрона в плоскость, перпендикулярную направлению постоянного магнитного поля (величина его $B_0 = 0,028$ Гс, частота прецессии спина нейтрона в таком поле равна $\nu_0 = \omega_0/2\pi = 83$ Гц). После этой катушки спин нейтрона оказывается в плоскости (x, y) под некоторым углом к оси x . Тем самым задается начальная фаза прецессии. Далее происходит свободная прецессия спина. Если электрическое поле отсутствует, то прецессия происходит с угловой скоростью ω_0 , и с этой же скоростью вращаются магнитные поля в катушках, т.е. угол

между спином и направлением полей в катушках сохраняется. И в зависимости от сдвига фаз φ в катушках детектор D будет регистрировать либо нулевую интенсивность в случае $\varphi = 0$ (при этом угол между спином нейтрона и вращающимися полями как первой, так и второй катушек равен $\pi/2$, поэтому во второй катушке спин нейтрона еще раз повернется на $\pi/2$ в том же направлении, что и в первой катушке, в результате будет направлен против оси z , так что весь пучок пройдет сквозь зеркало-анализатор, на детектор же ничего не отразится), либо максимальную при $\varphi = \pi$ (в этом случае поле во второй катушке направлено против поля первой катушки, и спин нейтрона во второй катушке будет вращаться в противоположную сторону, в результате он вернется в прежнее положение параллельно оси z , и пучок полностью отразится от зеркала и попадет на детектор), при $\varphi = \pm\pi/2$ детектор зарегистрирует половинную интенсивность, поскольку в этом случае угол между направлением спина и полем второй катушки будет равен 0, поэтому спин останется в плоскости (x, y) , и вероятности найти спин по и против оси z будут одинаковы, поэтому половина нейтронов пройдет сквозь зеркало, а вторая попадет на детектор.

Когда частота прецессии не совпадет с частотой вращения поля, то во второй катушке и фиксируется рассогласование между этими частотами.

Зависимость усредненной по скоростям нейтронов скорости счета детектора (числа событий, зарегистрированных детектором за некоторое время Δt) от рассогласования частот $\nu - \nu_0$ приведена на рис. 5.7.

При усреднении по спектру скоростей нейтронов когерентное сложение кривых обеспечивается в точке резонанса. Если распределение времен пролета (зависящее от скорости нейтронов) экспоненциальное, то кривая будет лоренцовская, как изображено на рис. 5.7.

Рабочая точка находится на пересечении кривых с фазовыми сдвигами $\varphi = \pm 90^\circ$ (рис. 5.7), она и определяет резонансную частоту. В этой точке производная скорости счета по частоте максимальна, т.е. максимально изменение скорости счета при изменении частоты рассогласования (например, за счет реверса электрического поля).

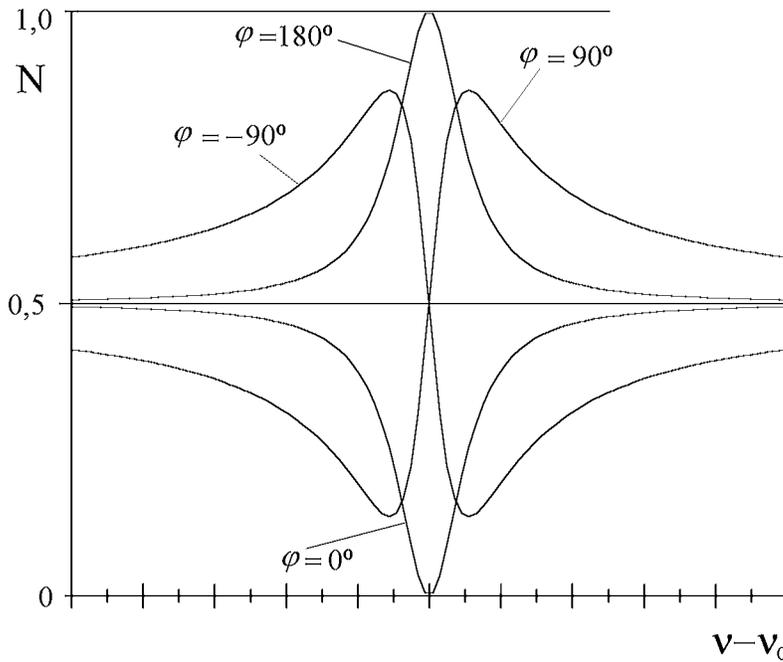


Рис. 5.7. Резонансные кривые зависимости скорости счета в детекторе от частоты рассогласования при различном сдвиге фаз полей в катушках. Ширины кривых определяются средним временем τ пролета нейтронов через установку $\Delta\nu \sim 1/\tau$

Осуществляя реверс электрического поля по отношению к магнитному, по изменению скорости счета детектора можно определить сдвиг резонансной частоты:

$$\nu_{\uparrow\uparrow} - \nu_{\downarrow\uparrow} = -\frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow}}{\delta N/\delta\nu}$$

и, используя (5.18), ЭДМ нейтрона:

$$D = \frac{2\pi\hbar}{4E} \cdot \frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\downarrow\uparrow}}{\delta N/\delta\nu}.$$

Величину производной скорости счета по частоте $\delta N/\delta\nu$ можно оценить, используя аппроксимацию резонансной кривой треугольником (см. рис. 5.8):

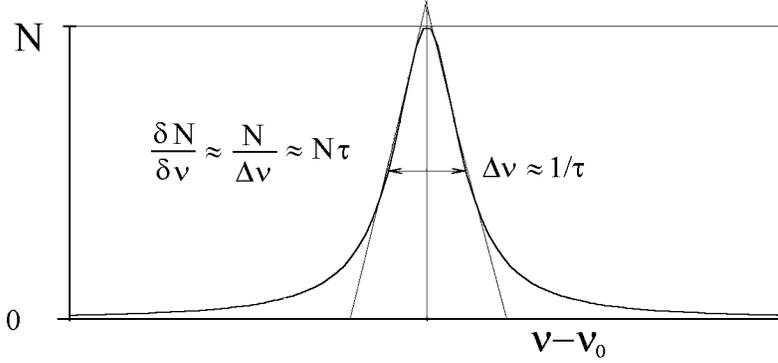


Рис. 5.8. Аппроксимация резонансной кривой треугольником

$$\frac{\delta N}{\delta \nu} \approx \frac{\Delta N}{\Delta \nu} = N\tau.$$

Ошибка измерения ЭДМ $\sigma(D)$ равна:

$$\sigma(D) = \frac{2\pi\hbar}{4E} \cdot \frac{2\sigma(N)}{\delta N/\delta \nu} \approx \frac{\pi\hbar}{E} \cdot \frac{\sigma(N)}{N\tau} \approx \frac{\pi\hbar}{E\tau\sqrt{N}}. \quad (5.19)$$

Здесь мы использовали, что $\sigma(N) = \sqrt{N}$. Таким образом, чтобы уменьшить ошибку, нужно максимально увеличить величину $E\tau\sqrt{N}$. Применение УХН (ПИЯФ, ИЛЛ) существенно увеличивает время τ пребывания нейтрона в электрическом поле. Например, если в пролетном методе для тепловых нейтронов $v \sim 10^5$ см/с и размер установки $L \sim 100$ см, то $\tau \sim 10^{-3}$ с, для УХН же при скоростях $v \sim 5$ м/с получаем $\tau \sim 0,2$ с, т.е. чувствительность (при тех же интенсивностях и электрических полях) для пролетного метода будет в 200 раз выше. С другой стороны, это означает, что по интенсивности можно проиграть более 4 порядков, сохранив ту же чувствительность.

В накопительном варианте установки используется возможность хранения УХН в полости. Время удержания в камере при этом может достигать ~ 100 с, а соответствующая ширина резонансной линии — 0,009 Гц. Поле в камерах для УХН достигает $\sim 10 \div 15$ кВ/см. Скорость счета поляризованных УХН в таких установках на реакторах в ПИЯФ и ИЛЛ имеет порядок 100–140 н/с.

Оценим время, необходимое для набора статистики на такой установке, чтобы получить ошибку $\sigma(D) \sim 10^{-25}$ е-см. Необходимое для

этой цели число событий определится из (5.19):

$$\sqrt{N} \approx \frac{\pi \hbar}{E \tau \sigma(D)} \approx 2 \cdot 10^4,$$

т.е. $N \approx 4 \cdot 10^8$. Здесь мы использовали численное значение постоянной Планка $\hbar = 6,6 \cdot 10^{16}$ эВ·с. Подставляя приведенные выше скорости счета, получаем необходимое время T измерения ЭДМ нейтрона с указанной точностью:

$$T \approx (3 \div 4) \cdot 10^6 \text{ с} \approx 36 \div 50 \text{ сут.}$$

Таким образом, чувствительность данного метода приблизительно равна $(6 \div 7) \cdot 10^{-25}$ е·см/сут. При такой чувствительности, чтобы получить ограничение на ЭДМ на уровне $\sigma(D) \sim 10^{-26}$ е·см, необходимо более 10 лет непрерывных измерений. Поэтому для того, чтобы понизить существующее ограничение на ЭДМ нейтрона нужны новые идеи, новые методы и новые, гораздо более интенсивные, источники холодных и ультрахолодных нейтронов.

В следующей главе мы подробнее обсудим одну из таких возможностей. Оказывается, при дифракции холодных нейтронов в кристалле, в котором отсутствует центр симметрии, на нейтрон могут действовать электрические поля, которые на 4–5 порядков превосходят поля, используемые при поисках ЭДМ нейтрона магниторезонансным методом. Наличие таких полей, а также интенсивных источников холодных нейтронов позволяют, в принципе, новому дифракционному методу поиска ЭДМ нейтрона превзойти по чувствительности метод УХН.

Литература

- [1] Lüders G. Proof of the TCP theorem. Kgl. Dan. Vid. Sels. Mat.-Fys. Medd., **28** (1954) No. 5; Ann. Phys., **2** (1957) 1–15.
- [2] Pauli W. Niels Bohr and the development of physics. – Pergamon, New-York, 1955, chapt. 4 (Перевод в кн.: Нильс Бор и развитие физики. – М.: ИЛ, 1958).
- [3] Ландау Л.Д. О законах сохранения при слабых взаимодействиях. ЖЭТФ, **32** (1957) 405–407; Nucl. Phys., **3** (1957) 127–131.
- [4] Lee T., Yang C. Question of parity conservation in weak interactions. Phys. Rev., **104** (1956) 254–258.
- [5] Wu C.S., Ambler E., Hayward R., Hoppes D., Hudson R. Experimental test of parity conservation in beta-decay. Phys. Rev., **105** (1957) 1413–1415; Further experiments on β -decay of polarized nuclei. Phys. Rev., **106** (1957) 1361–1363.
- [6] Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. Phys. Rev. Lett., (1964) 138–140.
- [7] Abe K. et al. (Belle Collaboration). Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays. Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 021601-1–021601-5.
- [8] Aubert B. et al. (The BaBar Collaboration). Observation of direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. <http://www.arxiv.org/abs/hep-ex/0407057>, 30 Jul 2004; Direct CP violating asymmetry in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. Phys. Rev. Lett., **93** (2004) 131801-1–131801-7.

- [9] Ramsey N.F. Time reversal, charge conjugation, magnetic pole conjugation, and parity. *Phys. Rev.*, **109** (1958) 225–226.
- [10] Ramsey N.F. *Molecular beams*. – Oxford, Clarendon Press, 1956; Smith I., Purcell E., Ramsey N. Experimental limit to the EDM of the neutron. *Phys. Rev.*, **108** (1957) 120–122.
- [11] Ансельм А.А. *CP-нарушение в калибровочных теориях*. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ (Физика высоких энергий). Л-д, 1978, с. 42–83.
- [12] Ellis J. Theory of the neutron electric dipole moment. *Nucl. Instr. and Meth.*, **A 284** (1989) 33–39.
- [13] Barr S.M., Marciano W. In: *CP violation*, ed. C. Jarlskog, World Scientific, Singapore, 1989.
- [14] Barr S.M. A review of *CP* violation in atoms. *Int. J. Mod. Phys.*, **A 8** (1993) 209–236.
- [15] Bunakov V.E. Fundamental symmetry breaking in nuclear reaction. *ЭЧАЯ*, **26** (1995) 285–361.
- [16] Khriplovich I.B., Lamoreaux S.K. *CP violation without strangeness. The electric dipole moments of particles, atoms and molecules*. – Springer-Verlag, 1996.
- [17] Шапиро Ф.Л. Электрические дипольные моменты элементарных частиц. Материалы III Зимней школы ФТИ, ч. 2. Л-д, 1968, с. 14–38; *УФН*, **95** (1968) 145–158.
- [18] Порсев Г.Д., Серебров А.П. Современное состояние экспериментов по поиску электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ, ч. 3. Л-д, 1974, с. 270–287.
- [19] Серебров А.П. ЭДМ нейтрона и ультрахолодные нейтроны. Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ (Физика атомного ядра). Л-д, 1979, с. 3–27.

- [20] Golub R., Pendlebury G.M. The electric dipole moment of the neutron. *Contemp. Phys.*, **13** (1972) 519–558.
- [21] Ramsey N.F. Electric-dipole moments of elementary particles. *Rep. Prog. Phys.*, **45** (1982) 95–113.
- [22] Golub R., Lamoreaux S.K. Neutron electric-dipole moment, ultracold neutrons and polarized ^3He . *Phys. Rep.*, **237** (1994) 1–62.
- [23] Lobashev V.M., Serebrov A.P. An experimental search for the neutron electric dipole moment: results and prospects of refinement. *J. Physique Colloq.*, **45** (1984) C3-11–C3-12;
- Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Брандин А.Б., Егоров А.И., Иванов С.Н., Коломенский Э.А., Ласаков М.С., Лобашев В.М., Пирожков А.Н., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Тальдаев Р.Р., Шульгина Е.В. Универсальный жидководородный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов в реакторе ВВР-М ЛИЯФ. *Письма в ЖЭТФ*, **44** (1986) 269–272; Поиск электрического дипольного момента нейтрона. *Письма в ЖЭТФ*, **44** (1986) 360–363;
- Серебров А.П. Ультрахолодные нейтроны и их применение в физическом эксперименте. Автореферат дисс. докт. физ.-мат. наук. Л-д, 1989;
- Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V., Ivanov S.N., Kolomenskii E.A., Lasakov M.S., Lobashev V.M., Nazarenko V.A., Pirozhkov A.N., Serebrov A.P., Sobolev Yu.V., Shul'gina E.V., Yegorov A.I. Status of experimental search for electric dipole moment of neutron. LNPI Research Report 1988–1989. Leningrad, 1990, p. 6–7; New measurement of the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Lett.*, **B 276** (1992) 242–246.
- [24] Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Егоров А.И., Иванов С.Н., Коломенский Э.А., Ласаков М.С., Лобашев В.М., Назаренко В.А., Пирожков А.Н., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Шульгина Е.В. Поиск электрического дипольного момента нейтрона. *ЯФ*, **59** (1996) 1204–1224.

- [25] Thompson D. The search for the electric dipole moment of the neutron at the ILL. Nucl. Instr. and Meth., **A 284** (1989) 40–42; Smith K.F., Crampin N., Pendlebury J.M., Richardson D.J., Shiers D., Green K., Kilvington A.I., Moir J., Prosper H.B., Thomson D., Ramsey N.F., Heckel B.R., Lamoreaux S.K., Ageron P., Mampe W., Steyerl A. A search for the electric dipole moment of the neutron. Phys. Lett., **B 234** (1990) 191–196.
- [26] Harris P.G., Baker C.A., Green K., Iaydjiev P., Ivanov S., May D.J.R., Pendlebury J.M., Shiers D., Smith K.F., Van der Grinten M., Geltenbort P. New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 904–907.
- [27] Weinberg S. Gauge of CP nonconservation. Phys. Rev. Lett., **37** (1976) 657–661.
- [28] Anselm A.A., Djakonov D.I. On Weinberg’s model of CP violation in gauge theories. Nucl. Phys., **B 145** (1978) 271–284.
- [29] Зельдович Я.Б. Хранение холодных нейтронов. ЖЭТФ, **36** (1959) 1952–1953.

Глава 6

Нейтронная оптика и динамическая дифракция нейтронов в нецентросимметричных кристаллах

6.1 Введение

В этой главе мы рассмотрим основы динамической дифракции нейтронов в совершенных кристаллах и некоторые применения дифракционных эффектов в физических экспериментах, а также подробно обсудим особенности дифракции и оптики нейтронов в нецентросимметричных кристаллах. Недавно обнаруженные новые дифракционные и нейтронооптические эффекты в таких кристаллах, см. [1]–[3], дают надежду на улучшение чувствительности предложенного [4, 5] дифракционного метода измерения ЭДМ нейтрона по сравнению с методом УХН. Для такой надежды имеется несколько оснований.

1. В работах группы ученых ПИЯФ [4]–[8], см. также [9], было показано и экспериментально доказано наличие сильного внутрикристаллического поля $E_g \sim 10^5$ кВ/см, действующего на нейтрон в течение всего времени прохождения его через достаточно толстый (с толщиной вплоть до $L = 30$ см [9]) нецентросимметричный кристалл. Предложено использовать такие поля для измерения ЭДМ нейтрона. Похожая идея о том, что использование внутрикристаллических полей (если бы они существовали) для измерения ЭДМ нейтрона при дифракции по Лауэ (см. ниже) могло бы увеличить

чувствительность, насколько нам известно, была впервые высказана Голубом и Пендлебери [10] в 1972 году, однако вопрос о том, в каких кристаллах возможно наличие таких полей и существуют ли такие кристаллы вообще, в этой работе не ставился.

На важность учета нецентросимметричности кристалла впервые было обращено внимание в монографии Абова, Гулько и Крупчицкого [11] еще в 1966 г. В этой работе авторы первыми указали на возможность интерференции ядерной и электромагнитной (швингеровской) структурных амплитуд в нецентросимметричных непоглощающих кристаллах и предложили использовать швингеровское рассеяние для изучения структур, не обладающих центральной симметрией. До этого считалось, что электромагнитная амплитуда, поскольку она является чисто мнимой, может интерферировать только с мнимой частью ядерной амплитуды, то есть только в случае наличия поглощения в кристалле. Шалл в 1963 г. использовал такую интерференцию для наблюдения швингеровского рассеяния при дифракционном отражении от поглощающего кристалла ванадия [12].

В работе Форте [13] (1983 г.) теоретически проанализирована связанная с интерференцией ядерной и электромагнитной структурных амплитуд рассеяния возможность поиска ЭДМ нейтрона по вращению спина при прохождении через нецентросимметричный кристалл в направлении, близком к брэгговскому, в симметричной схеме дифракции по Брэггу. Дана следующая оценка угла поворота спина за счет ЭДМ нейтрона для плоскостей $(2\bar{1}0)$ и $(2\bar{1}1)$ кварца: $\varphi_{EDM} \approx 0,7 \times 10^{-6}$ рад для кристалла толщиной в 1 см и для $D = 10^{-25}$ см. Более грубая оценка (~ 1 рад/см) приведена для угла поворота за счет спин-орбитального взаимодействия.

Аналогичная, но более детальная теория эффектов вращения спина и спинового дихроизма при динамической дифракции нейтронов в нецентросимметричных кристаллах дана Барышевым и Черепицей [14] (1985 г.). В работе [15] тех же авторов обсуждается возможность поиска ЭДМ нейтрона по повороту спина при

дифракции по Лауэ в нецентросимметричном поглощающем кристалле, причем вращение спина в этом случае обусловлено наличием поглощения в кристалле. В этих работах также оцениваются величины углов поворота спина за счет спин-орбитального взаимодействия и ЭДМ нейтрона для плоскости (211) карбида вольфрама (WC). В частности, для угла поворота за счет ЭДМ (для $D = 10^{-25}$ см) в WC получается [15] $\varphi_{EDM} \approx 2 \times 10^{-6}$ рад/см.

В 1989 г. Форте и Цаен [16] сообщили об экспериментальном наблюдении вращения спина нейтрона за счет спин-орбитального (швингеровского) взаимодействия в нецентросимметричном кристалле кварца при брэгговской дифракции вблизи брэгговских направлений (при точном выполнении условия Брэгга эффект в этом случае исчезает), хотя сравнить рассчитанный и измеренный эффекты авторы затруднились (экспериментальный эффект оказался в несколько раз меньше рассчитанного) в силу, по видимому, недостаточно высокого совершенства кристалла.

В 1988–1989 гг. нами было показано [6]–[8], что разность фаз ядерной и электромагнитной структурных амплитуд приводит к тому, что на нейтрон, движущийся в нецентросимметричном монокристалле, действует постоянное электрическое поле, величина которого зависит от направления распространения нейтрона по отношению к кристаллографическим плоскостям и достигает максимума при точном выполнении условий Брэгга. Основываясь на такой картине, оказалось возможным предсказать и достаточно просто описать ряд новых эффектов в динамической дифракции нейтронов по Лауэ, таких, как смещение фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона [7, 8], изменение контраста маятниковой картины вследствие вращения спина в этих полях [5, 17], вращение спина нейтрона в прозрачном, т.е. непоглощающем, в отличие от [14], кристалле, а также деполяризацию нейтронного пучка [18].

В 1988 году нами по сдвигу маятниковой фазы при перевороте спина нейтрона при лауэвской дифракции поляризованных нейтронов (при точном выполнении условия Брэгга) было впервые

измерено поле E_g [7, 8] для плоскости $11\bar{2}0$ кристалла α -кварца. Экспериментальная величина этого поля совпала с расчетной и оказалась равной $E_{11\bar{2}0} = (2, 10 \pm 0, 12) \times 10^8$ В/см.

2. Важной особенностью дифракции по Лауэ (на прохождение) является возможность существенного увеличения времени пребывания τ нейтрона в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга, близким к $\pi/2$, поскольку при дифракции нейтрон в среднем движется вдоль кристаллографических плоскостей. Эта компонента скорости v_{\parallel} , определяемая углом Брэгга, может быть существенно уменьшена (по крайней мере, на порядок) по сравнению с полной скоростью нейтрона. На это впервые было обращено внимание в работах [4, 5]. По этой причине, несмотря на то, что время прохождения нейтрона через кристалл существенно меньше времени удержания УХН в установке, величины $E\tau$, определяющие физически наблюдаемый эффект, для сравниваемых методов (при углах Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$) оказываются одного порядка. Заметим, что эти величины в случаях, рассмотренных Форте [13], Барышевским и Черепицей [15], приблизительно на порядок меньше и не могут быть увеличены за счет времени прохождения нейтрона через кристалл в первом случае из-за брэгговской схемы дифракции (на отражение), во втором — из-за поглощения в кристалле.
3. В дифракционных экспериментах имеется возможность получения достаточно большой светосилы [4, 5, 19]. По скорости набора статистики данный метод может, в принципе, более чем на порядок превзойти метод УХН.
4. Имеется также несколько возможностей исключения ложного эффекта от швингеровского взаимодействия нейтрона.
5. Сравнительная простота и компактность установки.

Сравнительные характеристики накопительного варианта метода УХН, использовавшегося для поиска ЭДМ нейтрона в ИЛЛ, и предлагаемого дифракционного метода приведены в таблице 6.1.

Таблица 6.1. Расчетные характеристики дифракционного метода основаны на результатах тестовых экспериментов, проведенных на реакторах ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) и HFR (ИЛЛ, Гренобль). Данные пересчитаны для наиболее интенсивного пучка RF1B холодных нейтронов реактора ИЛЛ (гораздо более интенсивный пучок планируется получить на реакторе ПИК в Гатчине, который находится сейчас в завершающей стадии строительства). Размер кристалла: $(3,5 \times 14 \times 25)$ см³. Используется плоскость $(11\bar{2}1)$ α -кварца ($\lambda = 4,4\text{\AA}$). Угол Брэгга $\theta_B = 86^\circ$ ($\theta_B - \pi/2 \approx 1/15$)

	Метод УХН (накопит. вар.)	Дифракция холодных нейтронов
E , кВ/см	4,5	$2,2 \times 10^5$
τ , с	70 ($v = 5 - 6$ м/с)	$0,7 \times 10^{-3}$ ($v_{\parallel} = 50$ м/с)
$E\tau$, кВ·с/см	585	150
N , нейтрон/с	60	1000
$\sigma(D)$ е·см/сут.	$6 \cdot 10^{-25}$	$6 \cdot 10^{-25}$

Физика явлений, лежащих в основе метода, следующая. Из динамической теории дифракции (см., например, [20]–[23]) следует, что распространение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским, можно описать двумя типами блоховских волн: $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, которые формируются в результате взаимодействия нейтрона с периодическим ядерным потенциалом системы кристаллографических плоскостей. При этом дифрагирующие нейтроны, распространяясь в среднем вдоль плоскостей, для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются локализованными на "ядерных" плоскостях и между ними, соответственно (здесь мы понимаем под "ядерными" плоскостями положения максимумов ядерного потенциала). В нецентросимметричных кристаллах для некоторых систем кристаллографических плоскостей положения максимумов электрического потенциала могут быть смещены относительно максимумов ядерного потенциала. Поэтому нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются в сильных ($\sim 10^5$ кВ/см) межплоскостных электрических полях противоположного знака:

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv \mathbf{E}_g.$$

Швингеровское взаимодействие магнитного момента нейтрона с этими полями приводит к таким явлениям, как спиновая зависимость фазы дифракционной маятниковой картины, вращение спина нейтрона и деполяризация нейтронного пучка в прозрачных немагнитных кристаллах. Взаимодействие ЭДМ приводит к добавочным эффектам, которые можно наблюдать и по ним судить о величине ЭДМ нейтрона. Напомним, что в эксперименте Шалла и Натанса [24] по поиску ЭДМ (1967 г.) также используются внутрикристаллические поля при брэгговском отражении от *центросимметричного* кристалла CdS. В этом случае также максимумы ядерного потенциала сдвинуты относительно максимумов электрического, но это происходит из-за наличия поглощения в Cd за счет интерференции электромагнитной и мнимой части ядерной амплитуды. Эффективная же длина пути нейтрона в кристалле при этом определяется глубиной проникновения в кристалл, т.е. ядерными амплитудами, и составляет $\sim 7 \cdot 10^{-2}$ см. Скорости нейтронов в этом случае $3,6 \cdot 10^5$ см/с и, даже если считать $E \approx 10^6$ кВ/см, величина $E\tau \approx 0,2$ кВ с/см. Верхняя граница ЭДМ нейтрона, полученная в этом эксперименте, $D < 5 \cdot 10^{-22}$ е·см.

В работе Александрова, Балагурова и др. [25] (1969 г.) предлагается возможность увеличения чувствительности такого рода опытов (измерение амплитуды (n, e) -рассеяния) путем изготовления кристалла из смеси изотопов с амплитудами рассеяния разных знаков: например, из смеси изотопов вольфрама, обогащенной изотопом ^{186}W , который обладает отрицательной длиной рассеяния, для уменьшения вещественной части амплитуды рассеяния, по сравнению с мнимой частью. Предлагалось также использовать такой кристалл для опытов по поиску ЭДМ при динамической дифракции нейтронов (Александров, 1979 г. [25, 26]). Однако величина эффекта в этих случаях все равно ограничивается величиной поля, которая имеет тот же порядок, и длиной поглощения, которая для вольфрама, хотя и в ~ 150 раз больше, чем для кадмия, тем не менее позволяет достичь всего лишь $E\tau \approx 30$ кВ с/см. При этом само наблюдение дифракции (а тем более, динамической) становится проблематичным в силу пропорционального уменьшения дифракционной ширины (и, соответственно, светосилы), а также с практически не выполнимыми (и увеличивающимися с

уменьшением амплитуды) требованиями к совершенству кристалла. В настоящее время известно всего два типа кристаллов, которые могут иметь достаточно большие размеры и достаточную для этой цели степень совершенства: это — кремний и кварц, которыми (и еще, может быть, кальцитом и германием) исчерпываются пригодные в настоящее время для такого рода дифракционных экспериментов кристаллы.

6.2 Ядерный и электрический потенциалы кристалла. Разложение по векторам обратной решетки

Для решения дифракционных задач потенциал кристалла, который является суммой потенциалов отдельных атомов, мы представили в виде суммы периодических потенциалов всевозможных систем кристаллографических плоскостей. Каждую систему плоскостей определили вектором обратной решетки \mathbf{g} , который перпендикулярен плоскостям и по величине равен $g = 2\pi/d$, где d — межплоскостное расстояние. Потенциал системы плоскостей зависит только от координаты в направлении \mathbf{g} (например, x). Он является периодическим по этой координате, и его можно разложить в ряд Фурье (см. рис. 3.2):

$$V_g(\mathbf{r}) = \sum_n V_n \exp\left(\frac{2\pi i}{d} nx\right) = \sum_{g_n} V_{g_n} \exp(ig_n x), \quad (6.1)$$

где

$$g_n = \frac{2\pi n}{d}.$$

Можно считать, что каждая гармоника в (6.1) описывает потенциал своей системы плоскостей, а \mathbf{g}_n представляет собой новый вектор обратной решетки, характеризующий эту систему (тем самым мы дифракцию n -го порядка называем дифракцией первого порядка, но на системе плоскостей с межплоскостным расстоянием $d_n = d/n$).

Проведя аналогичное разложение по всем направлениям \mathbf{g} , получили так называемое разложение потенциала кристалла по векторам

обратной решетки (см., например, [20, 22, 23]):

$$V(\mathbf{r}) = \sum_a V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) = \sum_g V_g \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}) = V_0 + \sum_g 2v_g \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g), \quad (6.2)$$

где $V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — потенциалы отдельных атомов, расположенных в точках \mathbf{r}_a , которые образуют прямую решетку кристалла. Здесь мы учли, что, в силу вещественности потенциала, $V_g = V_{-g}^*$, и положили

$$V_g = v_g \exp(i\phi_g).$$

Таким образом, каждая система плоскостей описывается теперь гармоническим потенциалом (положения плоскостей будем определять как положения максимумов этого потенциала). Амплитуды гармоник V_g находятся из соотношения:

$$V_g = \int_{v=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c F_g, \quad (6.3)$$

где m — масса нейтрона, N_c — число элементарных ячеек в единице объема, F_g — структурная амплитуда:

$$F_g = \sum_i e^{-W_{ig}} f_i(\mathbf{g}) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_i}. \quad (6.4)$$

Здесь суммирование ведется по атомам одной элементарной ячейки, $f(\mathbf{g})$ — амплитуда рассеяния i -го атома, W_{ig} — фактор Дебая—Уоллера. Ядерный, электрический и др. потенциалы будем характеризовать, соответственно, верхними индексами N , E и т.д. При этом

$$f_i^N(\mathbf{g}) = -a_i, \quad (6.5)$$

где a_i — длина рассеяния нейтрона на i -м ядре ячейки, обусловленная ядерным взаимодействием. Амплитуда кулоновского рассеяния атомом (нейтрона, если бы у него был заряд e), определяющая электрический потенциал системы плоскостей \mathbf{g} дается выражением:

$$f_i^E(\mathbf{g}) = -2r_n \frac{Z_i - f_{ic}(\mathbf{g})}{\lambda_{cn}^2 g^2}, \quad (6.6)$$

где $r_n = e^2/mc^2$, $\lambda_{cn} = \hbar/mc$, f_{ic} — зарядовый формфактор i -го атома, Z_i — заряд ядра i -го атома (заметим, что масса нейтрона m , как и

следовало ожидать, сократившись, не войдет в выражение для электрического потенциала системы плоскостей, см. (6.3)).

Если кристалл обладает центром симметрии, то, поместив в него начало координат, будем иметь $V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})$, и тем самым $V_g = V_g^*$, т.е. выбором начала координат можно все фазы ϕ_g обратить в нуль и все величины V_g сделать вещественными. Это означает, что в centrosимметричном кристалле положения "ядерных" и "электрических" плоскостей совпадают, т.е. $\phi_g^N = \phi_g^E$. Ситуация изменяется, если центр симметрии отсутствует. В этом случае существуют такие системы плоскостей, для которых $\phi_g^E - \phi_g^N \neq 0$. Это означает, что "ядерные" плоскости, оставаясь параллельными "электрическим", будут смещены относительно последних, так что в кристалле появляется дополнительное выделенное направление, которое можно задать вектором, параллельным вектору обратной решетки \mathbf{g} и направленным, например, от ядерных плоскостей к электрическим. Следовательно, если мы начало координат поместим в максимум ядерного потенциала такой плоскости (так, чтобы $\phi_g^N = 0$), то будем иметь

$$V^N(\mathbf{r}) = 2v_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}) \quad (6.7)$$

и

$$V^E(\mathbf{r}) = 2v_g^E \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E). \quad (6.8)$$

Соответственно, электрическое поле этой системы плоскостей будет иметь вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\text{grad}V_g^E(\mathbf{r}) = 2v_g^E \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E). \quad (6.9)$$

Величины v_g^E в зависимости от вещества кристалла и системы кристаллографических плоскостей лежат в широких пределах от долей до десятков вольт [20]. Для кристалла кварца, например, они порядка $1 \div 2$ В. Для сравнения заметим, что энергии ядерного взаимодействия нейтрона v_g^N составляют несколько единиц на 10^{-7} эВ. Таким образом, в области максимумов (и минимумов) ядерного потенциала в нецентросимметричном кристалле действуют сильные электрические поля величиной $10^8 - 10^9$ В/см ($g \simeq 10^8$ см $^{-1}$).

Когда нейтроны распространяются в кристалле, взаимодействие с периодическим ядерным потенциалом кристаллографических плоскостей приводит к концентрации нейтронов как раз в области максимумов (или минимумов) ядерного потенциала, т.е. в области действия сильного электрического поля, см. рис. 6.1.

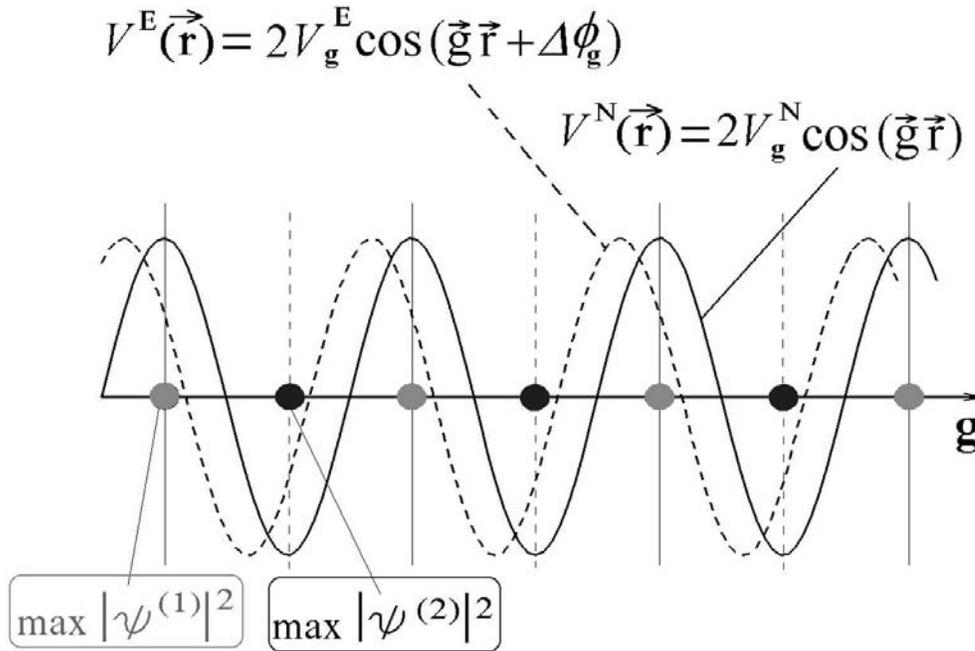


Рис. 6.1. Ядерный и электрический потенциалы одной из систем кристаллографических плоскостей, характеризующейся вектором \mathbf{g} . Нейтроны сконцентрированы на ядерных плоскостях (максимумы ядерного потенциала) либо между ними (минимумы потенциала), см. далее: формулы (6.36), (6.37)

6.3 Интерференция ядерной и электромагнитной амплитуд рассеяния. Сильные электрические поля

Пусть на кристалл падает нейтрон с импульсом $\hbar k_0$ и энергией $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$. Потенциал его взаимодействия с кристаллом состоит из

двух частей — ядерной и электромагнитной:

$$V(\mathbf{r}) = V^N(\mathbf{r}) + V^{EM}(\mathbf{r}), \quad (6.10)$$

где, в свою очередь,

$$V^{EM}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) + V^D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}), \quad (6.11)$$

$V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma})$ описывает швингеровское взаимодействие магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ нейтрона, $V^D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma})$ — взаимодействие его ЭДМ \mathbf{D} с внутрикристаллическим электрическим полем $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (см. выражение (6.9)):

$$V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = -\mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} = -2v_g^E \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E), \quad (6.12)$$

$$V^D(\mathbf{r}\boldsymbol{\sigma}) = -D(\mathbf{E}\boldsymbol{\sigma}) = -2v_g^E D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E), \quad (6.13)$$

где $\boldsymbol{\mu} = \mu\boldsymbol{\sigma} = \mu_N g_n \mathbf{S}$, μ_N — ядерный магнетон, $g_n = -3, 8$; \mathbf{S} — спин нейтрона, $S = 1/2$, так что $\mu = \mu_N g_n / 2$, $\mathbf{D} = D\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{v}_{\parallel} — компонента скорости нейтрона вдоль кристаллографической плоскости. Здесь для компактности опущен знак суммирования по \mathbf{g} , т.е. (6.12), (6.13) описывают потенциалы взаимодействия с одной системой плоскостей.

Для амплитуд гармоник периодического потенциала (6.10) (см. (6.2)) также будем иметь сумму:

$$V_g = V_g^N + V_g^{EM}(\boldsymbol{\sigma}), \quad (6.14)$$

где из (6.12) и (6.13) следует:

$$V_g^{EM}(\boldsymbol{\sigma}) = iv_g^E e^{i\phi_g^E} \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\}. \quad (6.15)$$

Учитывая, что $V_g^N = v_g^N e^{i\phi_g^N}$, получаем:

$$V_g = e^{i\phi_g^N} \left[v_g^N + iv_g^E e^{i\Delta\phi_g} \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\} \right]. \quad (6.16)$$

Здесь $\Delta\phi_g = \phi_g^E - \phi_g^N$. Для центросимметричного кристалла $\Delta\phi_g \equiv 0$.

Важную роль при описании рассеяния нейтронов кристаллами играет величина $|V_g|$, для которой, если пренебречь членами, квадратичными по электромагнитному взаимодействию, получается следующее выражение:

$$|V_g| = v_g^N - \mu(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_g^S) - D(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}_g), \quad (6.17)$$

где

$$\mathbf{H}_g^S = \frac{[\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c},$$

$$\mathbf{E}_g = v_g^E \mathbf{g} \sin \Delta\phi_g \equiv \langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle. \quad (6.18)$$

\mathbf{H}_g^S — магнитное (швингеровское) поле в системе покоя нейтрона, связанное со средним электрическим полем \mathbf{E}_g , которое действует на дифрагирующий нейтрон при точном выполнении условия Брэгга (см. далее).

Величины v_g^E , $\Delta\phi_g$ и E_g для ряда плоскостей, рассчитанные по формулам (6.3)–(6.6) и (6.18) с использованием табличных параметров α -кварца, приведены в таблице 6.2. Неопределенность расчета ($\sim 10\%$) обусловлена, главным образом, неопределенностью значения ионности связи кремний–кислород ($i \approx 0,5$), влияющей на кулоновские факторы.

Таблица 6.2. Результаты расчета величин v_g^E , $\Delta\phi_g$ и E_g для плоскостей α -кварца $\mathbf{g}(hk\bar{m}l)$, $m = h + k$

$hk\bar{m}l$	d , Å	v_g^E , В	$\Delta\phi_g$, рад	E_g , 10^8 В/см
$11\bar{2}0$	2,457	1,92	-0,42	-2,03
$11\bar{2}1$	2,236	0,96	-0,99	-2,28
$11\bar{2}2$	1,818	2,21	-0,037	-0,28
$11\bar{2}3$	1,453	0,94	-2,87	-1,09
$11\bar{2}4$	1,184	1,28	-2,98	-1,09
$11\bar{2}5$	0,989	0,73	0,25	1,17
$10\bar{1}0$	4,255	2,14	0	0
$12\bar{3}0$	1,608	0,55	-0,32	-0,67
$13\bar{4}0$	1,180	1,39	0,046	0,34
$14\bar{5}0$	0,929	0,053	-0,83	-0,26
$15\bar{6}0$	0,764	0,24	-0,99	-1,64

Для иллюстрации того, что, в принципе, могут существовать и более сильные внутрикристаллические поля, в таблице 6.3 приведены

максимальные величины полей, рассчитанные для некоторых других кристаллов.

Таблица 6.3. Максимальные величины внутрикристаллических полей E_g^{max} для некоторых кристаллов

		hkl	E_g^{max} , В/см
α -Кварц	SiO ₂	111	2.3×10^8
Германат висмута	Bi ₁₂ GeO ₂₀	444	5.2×10^8
Титанат бария	BaTiO ₃	004	9.6×10^8
Титанат свинца	PbTiO ₃	41 $\bar{1}$	18×10^8
Танталат лития	LiTaO ₃	$\bar{4}44$	14×10^8
Силикаты висмута	Bi ₁₂ SiO ₂₀	433	$4,3 \times 10^8$
	Bi ₄ Si ₃ O ₁₂	242	$4,6 \times 10^8$
Окись свинца	PbO	002	$10,4 \times 10^8$
Окись бериллия	BeO	011	$5,4 \times 10^8$

Матричный элемент перехода $\langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}_0 \rangle$ нейтрона из состояния с импульсом $\hbar \mathbf{k}_0$ в состояние с импульсом $\hbar \mathbf{k}$ за счет взаимодействия с периодическим потенциалом кристалла $V(\mathbf{r})$ (6.2) имеет вид

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}_0} = \int d^3r e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}} = \sum_g V_g \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}}. \quad (6.19)$$

Таким образом, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}$, т.е. потенциал каждой системы плоскостей может передавать нейтрону только фиксированный импульс $\pm \hbar \mathbf{g}$. Кроме того, при рассеянии на таком потенциале сохраняется энергия нейтрона, т.е. величина волнового вектора должна оставаться неизменной:

$$|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|, \quad (6.20)$$

а это есть не что иное, как условие Брэгга, переписанное в векторной форме. Оно эквивалентно условию:

$$2\mathbf{k}_0\mathbf{g} + g^2 = 0, \quad (6.21)$$

откуда непосредственно следует:

$$2d \sin \theta_B = \lambda_0, \quad (6.22)$$

где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, θ_B — угол Брэгга между направлением \mathbf{k}_0 и кристаллографической плоскостью.

Заметим, что сечение рассеяния на кристалле при выполнении условия Брэгга для какой-либо из систем плоскостей \mathbf{g}_0 пропорционально величине $|V_g|^2$. Для centrosymmetric кристалла ($\Delta\phi_g = 0$) при отсутствии поглощения электромагнитное взаимодействие входит в сечение квадратично (см. формулу (6.16)), что дает исчезающе малую, не зависящую от направления спина добавку к сечению рассеяния нейтрона. Это связано с тем, что электромагнитная амплитуда является чисто мнимой и не интерферирует с чисто вещественной ядерной амплитудой. Для того, чтобы появилась интерференция, а следовательно, линейный по электромагнитному взаимодействию член в сечении и, соответственно, зависимость от направления спина, необходимо либо наличие мнимой части в ядерной амплитуде (т.е. поглощения, как в опыте Шалла и Натанса [24]), либо (для прозрачного кристалла) изменение фазы электромагнитной амплитуды, что и происходит в нецентросимметричном кристалле. Линейные по полям \mathbf{E}_g и \mathbf{H}_g^S слагаемые в выражении (6.17) и есть результат такой интерференции.

6.4 Нейтронная оптика в нецентросимметричном кристалле. Теория возмущений

Волновая функция нейтрона, распространяющегося в кристалле вблизи брэгговских направлений, в первом порядке теории возмущений имеет вид

$$\psi = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \sum_g \frac{V_g}{E_k - E_{k_g}} e^{i\mathbf{k}_g\mathbf{r}} \equiv e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left[1 - \sum_g \frac{U_g}{2\Delta_g} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right]. \quad (6.23)$$

Здесь $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$, $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$, $E_{k_g} = \hbar^2 k_g^2 / 2m$, $V_g = \hbar^2 U_g / 2m$, $\Delta_g = (k_g^2 - k^2) / 2$ — параметр отклонения от условия Брэгга для системы плоскостей \mathbf{g} (далее мы также будем использовать величину $\Delta_g^e = (E_k - E_{k_g}) / 2$ — аналогичный параметр отклонения в энергетических единицах). Из выражения (6.23) видно, что при приближении к условию Брэгга ($\Delta_g \rightarrow 0$) для плоскостей \mathbf{g} амплитуда "отраженной" этой системой волны неограниченно возрастает, так что пользоваться теорией возмущений становится нельзя уже при $\Delta_g \simeq |U_g| \equiv u_g$.

Точное выполнение условия Брэгга, $\Delta_g = 0$, соответствует тому, что уровень с энергией нейтрона E_k становится двукратно вырожденным, ему будут отвечать два состояния с импульсами: $\hbar\mathbf{k}$ и $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{g})$. Амплитуды этих состояний становятся сравнимыми по величине, и нужно решать двухуровневую задачу, так называемое двухволновое приближение динамической теории дифракции.

Заметим, что фаза полной амплитуды V_g (или U_g) практически совпадает с фазой ее ядерной части: $\phi_g \simeq \phi_g^N$, см. (6.16), поскольку величина v_g^{EM} (для тепловых нейтронов) имеет порядок 10^{-11} эВ, что составляет $10^{-4}v_g^N$. С учетом этого замечания для распределения плотности нейтронов при движении в кристалле из (6.23) будем иметь

$$|\psi|^2 = 1 - \sum_g \frac{u_g}{\Delta_g} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^N).$$

Таким образом, в зависимости от знака Δ_g , т.е. от того, какое направление (или величину) имеет волновой вектор нейтрона в кристалле, происходит концентрация нейтронов либо вблизи максимумов ядерного потенциала, либо вблизи минимумов, см. рис. 6.2, 6.3. Это, с одной стороны, приводит к изменению кинетической энергии нейтронов, а с другой — к зависимости этой энергии от направления спина нейтрона, потому что среднее электрическое поле, действующее на нейтрон, становится отличным от нуля.

Действительно, для энергии нейтрона в состоянии (6.23) по той же теории возмущений будем иметь

$$\tilde{E}_k = E_k + V_0 + \sum_g \frac{|V_g|^2}{2\Delta_g^\epsilon}. \quad (6.24)$$

Здесь V_0 — нулевая гармоника, или средний потенциал кристалла, он состоит только из ядерной части. Последнее слагаемое в (6.24) обусловлено как раз упомянутой концентрацией нейтронов. Используя (6.17), получим:

$$\tilde{E}_k = E_k + V_0 + \sum_g \frac{1}{2w_g} [v_g^N - 2\mu(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}_g^S) - 2D(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_g)].$$

Здесь $w_g = \Delta_g/|U_g^N| = \Delta_g^\epsilon/v_g^N$ — безразмерный параметр отклонения от условия Брэгга. Если на кристалл падает нейтрон с волновым

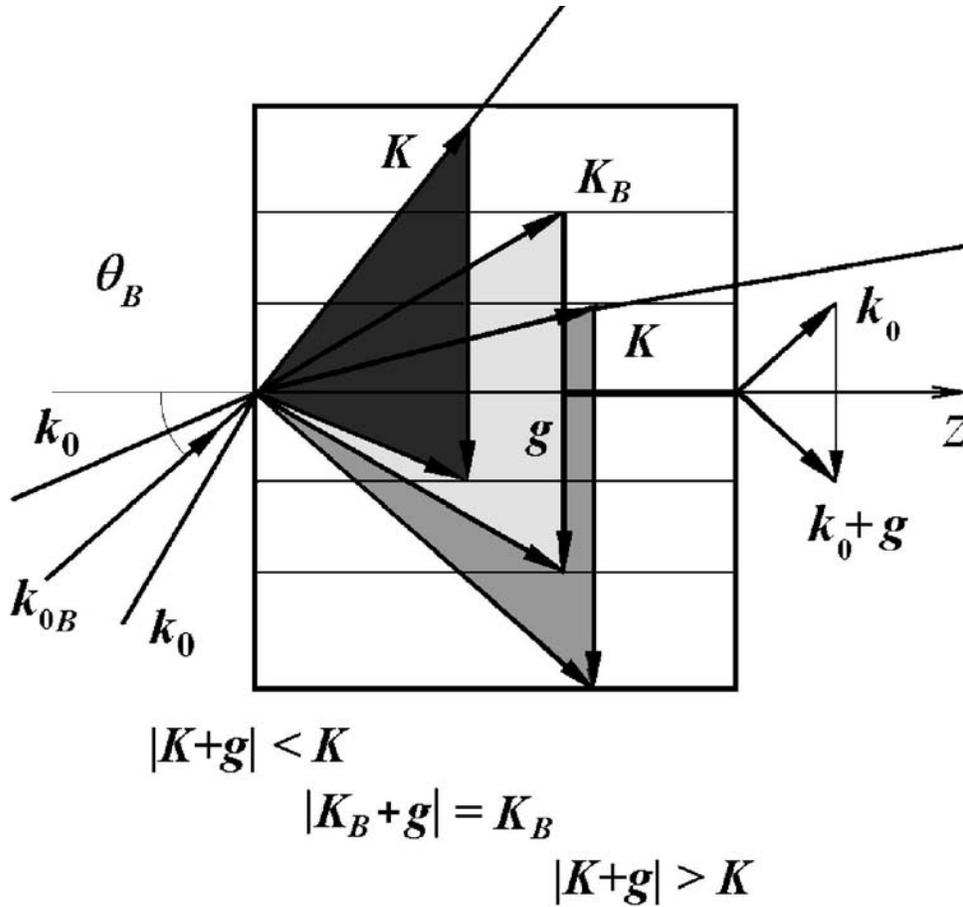


Рис. 6.2. Распространение в кристалле нейтрона с разным направлением волнового вектора \mathbf{K} относительно вектора обратной решетки \mathbf{g} . а) $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| > K$ — нейтрон сконцентрирован преимущественно на „ядерных плоскостях“, б) $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| < K$ — между плоскостями. Эти два случая соответствуют нейтронной оптике. в) случай $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| = K$ соответствует дифракции нейтрона, при этом оба типа блоховских волн возбуждаются в кристалле с одинаковой амплитудой, нейтрон распространяется вдоль кристаллографических плоскостей, и после кристалла мы имеем две волны — прямую и отраженную

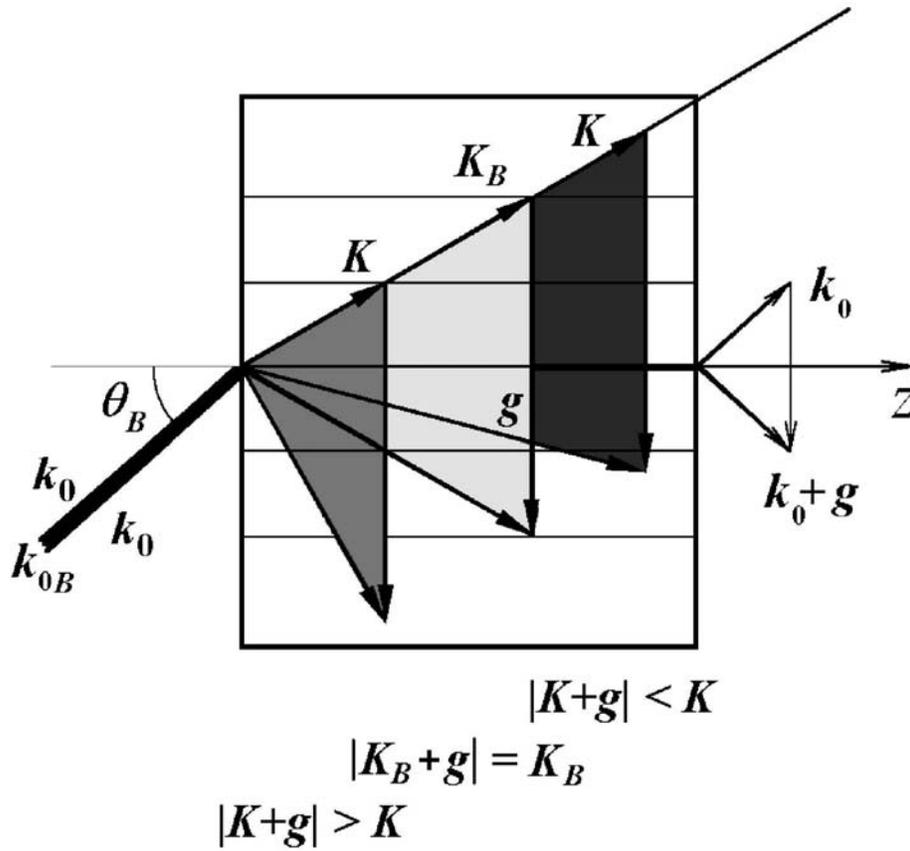


Рис. 6.3. Распространение в кристалле нейтрона с разными по величине волновыми векторами \mathbf{K} . Три варианта $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| > K$, $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| < K$ и $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| = K$ аналогичны рассмотренным на рис. 6.2

вектором \mathbf{k}_0 и энергией $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$, то внутри кристалла полная энергия нейтрона не меняется, изменяться может лишь волновой вектор (т.е. кинетическая энергия). Это изменение находится из условия равенства энергий нейтрона вне и внутри кристалла $E = \tilde{E}_k$:

$$k^2 = k_0^2 - U_0 - \sum_g \frac{|U_g|^2}{2\Delta_g} = K^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \sum_g \frac{[v_g^N - 2\mu(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_g^S) - 2D(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}_g)]}{2w_g}, \quad (6.25)$$

где K — волновой вектор с учетом среднего коэффициента преломления кристалла: $K^2 = k_0^2 - U_0$. Сумма в (6.25) представляет собой среднее значение потенциальной энергии нейтрона в периодическом потенциале (6.10) в состоянии (6.23). Это среднее отлично от нуля за счет концентрации нейтронов вблизи ядерных плоскостей. Величина $1/w_g$ характеризует степень этой концентрации.

Используя $k^2 - k_0^2 = 2k_0 \Delta k$, где $\Delta k = k - k_0$, получим:

$$\Delta k = \frac{1}{\hbar v} [v_0^N + \overline{v_g^N} - \mu(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}_{sum}^S) - D(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}_{sum})], \quad (6.26)$$

где $\overline{v_g^N} = \sum_g v_g^N / 2w_g$, $\mathbf{H}_{sum} = [\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}] / c$,

$$\mathbf{E}_{sum} = \sum_g \frac{\mathbf{E}_g}{w_g} = \sum_g \frac{v_g^N v_g^E \mathbf{g} \sin(\Delta\phi_g)}{\Delta_g^\epsilon} \quad (6.27)$$

— суммарное по всем отражающим плоскостям электрическое поле, действующее на нейтрон, $\Delta\phi_g \equiv \phi_g^N - \phi_g^E$ — сдвиг фазы между g -гармониками ядерного и электрического потенциалов кристалла. Это поле есть результат усреднения электрического поля кристалла (6.9) по приведенному выше распределению нейтронов, и оно появляется из-за того, что максимумы распределения плотности нейтронов (совпадающие с максимумами или минимумами ядерного потенциала) не совпадают с максимумами или минимумами электрического потенциала. Для центросимметричного кристалла $\mathbf{E}_{sum} \equiv 0$.

Спиновая зависимость волнового вектора в нецентросимметричном кристалле приводит к прецессии спина нейтрона вокруг направления $\mu \mathbf{H}_{sum}^S + D \mathbf{E}_{sum}$, причем угол поворота спина (перпендикулярного этому направлению) при прохождении расстояния L в кристалле равен

$$\varphi = 2\Delta k_s L = \frac{2[(\mu H_{sum}^S)^2 + (D E_{sum})^2]^{1/2} L}{\hbar v}. \quad (6.26')$$

Здесь Δk_s — зависящая от направления спина часть Δk в (6.26).

Величина φ (она обусловлена в основном швингеровским взаимодействием) имеет порядок $0,5/w$ рад/см (при $w > 1$) и практически не зависит от скорости нейтрона, поскольку швингеровское поле \mathbf{H}_g^S в (6.27) само пропорционально v . Вращение спина происходит в разные стороны в зависимости от знака w_g . Нейтроны при этом концентрируются либо на ядерных плоскостях, либо между ними и, следовательно, оказываются в электрических полях разного знака. Заметим, что величину Δ_g можно переписать следующим образом: $\Delta_g = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_B) \mathbf{g}$, где \mathbf{k}_B — волновой вектор, соответствующий точному брэгговскому направлению, и, соответственно, $w_g = \omega/\gamma_B$, где $\omega = \theta - \theta_B$; $\gamma_B = 2|U_g| \operatorname{tg} \theta_B / g^2$ — так называемая угловая брэгговская полуширина. Для кристалла кварца (см. далее таблицу 6.6) при $\operatorname{tg} \theta_B \approx 1$ брэгговские ширины составляют от долей угловых секунд до секунд. Эти величины определяют необходимую степень приближения к брэгговскому направлению для падающих нейтронов, чтобы получить максимально возможный угол поворота спина. Точно так же можно определить брэгговскую ширину $\Delta\lambda_B$ по длинам волн, соответствующую отклонению $\Delta\lambda$ от брэгговской длины волны λ_B при заданном направлении: $w_g = \Delta\lambda/\Delta\lambda_B$, где $\Delta\lambda_B/\lambda_B = 2|U_g|/g^2 = 2v_g/(\hbar^2 g^2/2m)$. Для кристалла кварца $\Delta\lambda_B/\lambda_B \sim 10^{-5}$.

Заметим, что коэффициент преломления нейтрона в кристалле становится зависящим от направления спина нейтрона. Из (6.25) для него будем иметь:

$$n^2 = k^2/k_0^2 = n_0^2 - \Delta n_d^2 - \Delta n_s^2,$$

где $n_0^2 = K^2/k_0^2$ — квадрат среднего коэффициента преломления, обусловленный средним потенциалом кристалла V_0 . С малой дифракционной добавкой к n_0^2

$$\Delta n_d^2 = \frac{2m}{\hbar^2 k_0^2} \sum_g \frac{(v_g^N)^2}{2\Delta_g^\epsilon} = \frac{2m}{\hbar^2 k_0^2} \sum_g \frac{v_g^N}{2w_g}$$

мы уже встречались в гл. 3, и, наконец,

$$\Delta n_s^2 = \frac{2m}{\hbar^2 k_0^2} \left(\frac{\mu \boldsymbol{\sigma} [\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c} + D(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}_{sum}) \right)$$

— поправка к коэффициенту преломления, зависящая от спина нейтрона. Она возникла в результате интерференции ядерной и электромагнитной структурных амплитуд (см. выражения для \mathbf{E}_{sum} и (6.16)).

6.4.1 Экспериментальное наблюдение нейтронно-оптического эффекта вращения спина

Итак, мы получили, что если пренебречь вкладом в эффект ЭДМ нейтрона, то спин нейтрона при прохождении через нецентросимметричный кристалл будет вращаться вокруг суммарного швингеровского поля, и угол поворота спина определится выражением:

$$\Delta\varphi_S = \frac{2\mu\sigma[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]L}{\hbar c v},$$

В 2001 г. на реакторе ВВР-М на пучке поляризованных нейтронов был проведен эксперимент [1]–[3], [27, 28], в котором этот эффект наблюдался. Схема эксперимента приведена на рис. 6.4.

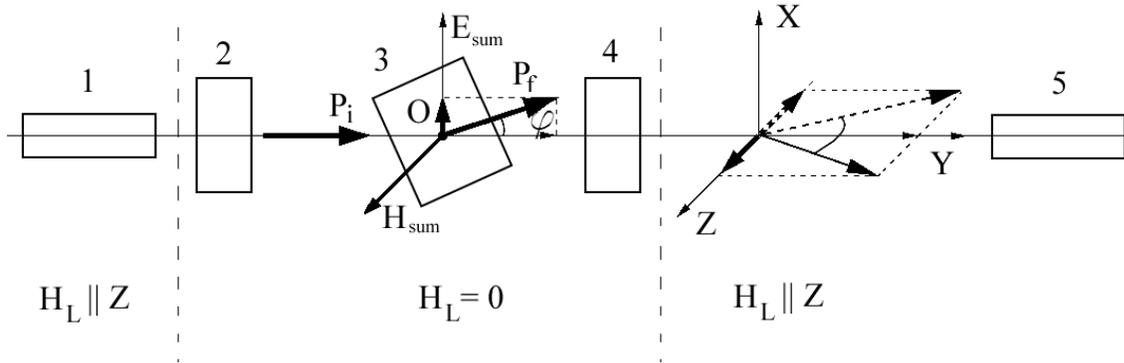


Рис. 6.4. Схема эксперимента. 1 — нейтронный поляризатор; 2 — катушка поворота вокруг оси X на угол $\pi/2$; 3 — монокристалл α -кварца размерами $14 \times 14 \times 3,5$ см³; 4 — катушка поворота вокруг оси Y на угол $\pm\pi/2$; 5 — нейтронный анализатор. H_L — ведущее магнитное поле. O — ось вращения кристалла

Вектор поляризации падающего на кристалл нейтрона ориентировался в направлении его скорости (ось Y). После прохождения нейтроном кристалла измерялась X-компонента спина, которая при отсутствии эффекта должна равняться нулю. Для изучения спектральной зависимости эффекта использовалась времяпролетная методика.

Чтобы исключить ложный эффект, связанный с ненулевой величиной X-компоненты вектора поляризации в условиях реального эксперимента, измерения проводились при двух положениях кристалла, отличающихся поворотом на 180° вокруг оси Z. Такой поворот эквивалентен замене \mathbf{v} на $-\mathbf{v}$. При этом изучаемый эффект изменяет знак.

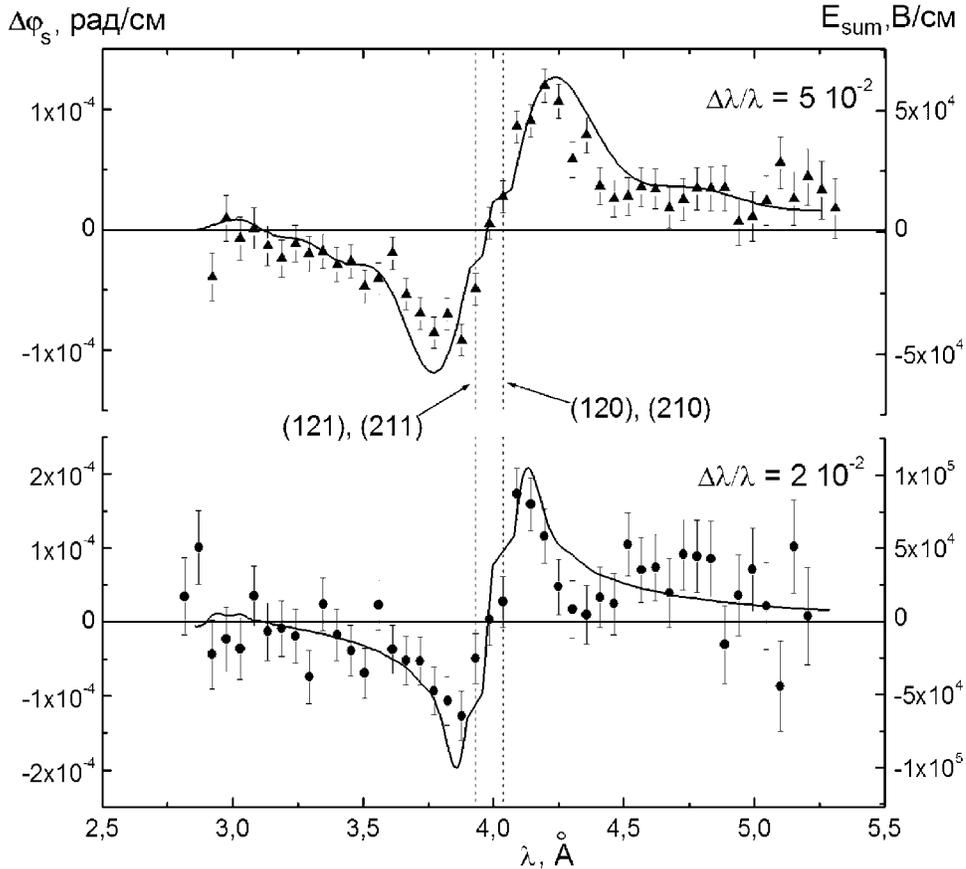


Рис. 6.5. Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при $\beta = 90^\circ$ для двух значений степени монохроматичности пучка $\Delta\lambda/\lambda$

В эксперименте использовался кристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3,5$ см³. Угол поворота кристалла β отсчитывался от оси [110] (ось X₃). Были проведены измерения спектральной зависимости угла поворота спина нейтрона при положениях кристалла, соответствующих $\beta = 90^\circ$ и 30° . На рис. 6.5, 6.6 показаны примеры экспериментальных зависимостей величины угла поворота спина $\Delta\varphi_S$ от длины

волны падающего нейтрона.

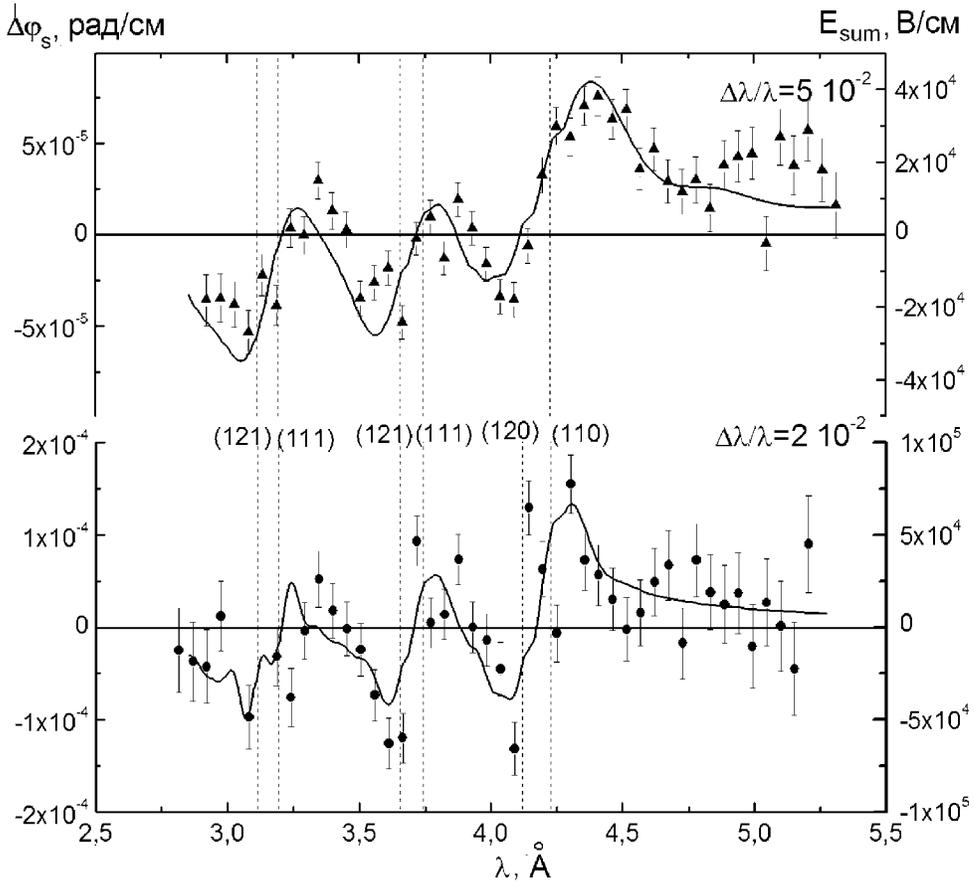


Рис. 6.6. Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при $\beta = 30^\circ$ для двух значений степени монохроматичности пучка $\Delta\lambda/\lambda$

Эта зависимость имеет ярко выраженный резонансный характер. Эффект обращается в нуль вблизи значений длин волн, соответствующих брэгговским резонансам (которые отмечены пунктирными линиями для плоскостей с ненулевым электрическим полем), и меняет знак при пересечении резонансного значения (что соответствует изменению знака Δ_g^ϵ).

Сплошные кривые есть расчетные зависимости, полученные усреднением зависимости $\Delta\varphi_s(\lambda)$ по длинам волн нейтронов в пределах, которые определяются степенью монохроматичности пучка (энергетическим разрешением эксперимента). Ею же определяется максимальная

величина эффекта. (Пример рассчитанной зависимости $\Delta\varphi$ от величины и направления волнового вектора нейтрона для кристалла кварца показан на рис. 6.7.)

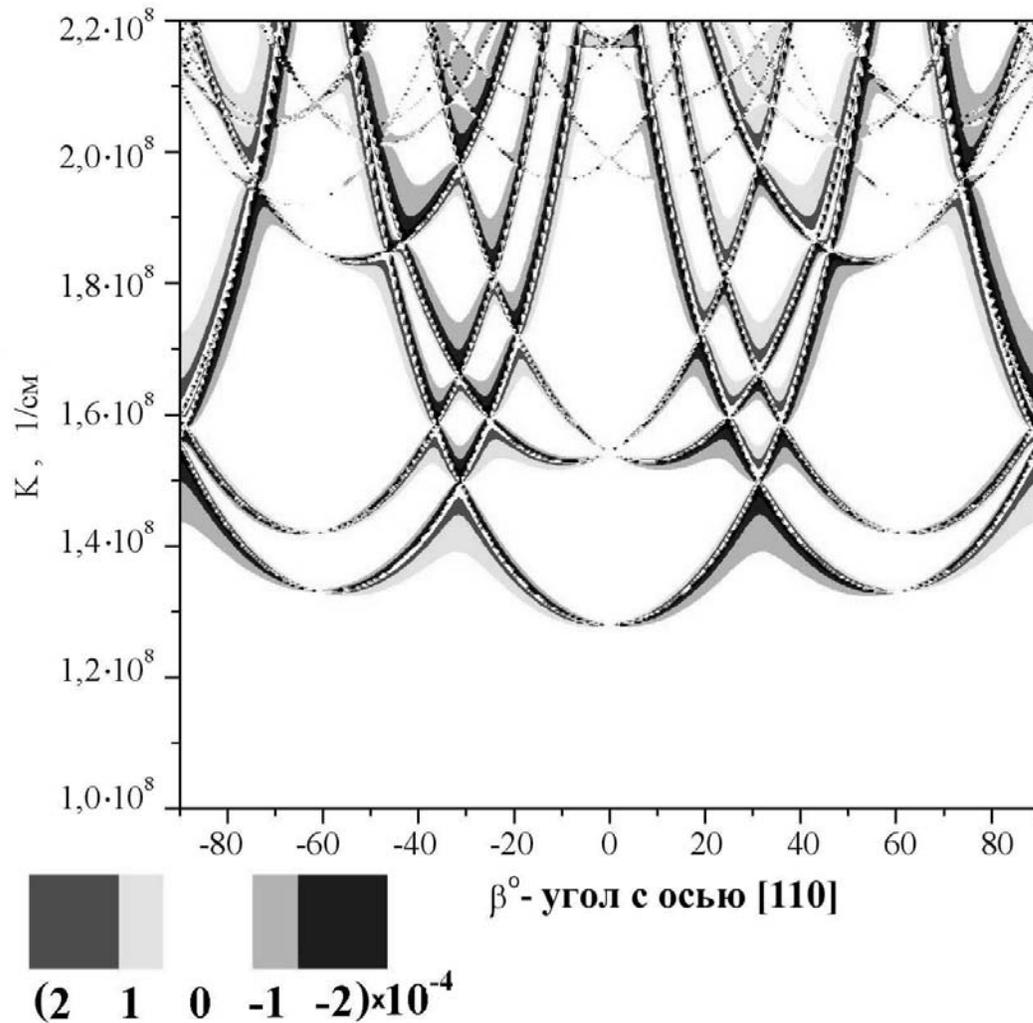


Рис. 6.7. Карта линий постоянных значений $\Delta\varphi(K, \beta) = \text{const}$ для кристалла α -кварца в зависимости от величины (K) и направления (β) волнового вектора нейтрона. Результат теоретического расчета

Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими зависимостями. Справа на оси ординат отложена соответствующая величина электрического поля \mathbf{E}_{sum} . Случай, изображенный на рис. 6.5, соответствует ситуации, когда все плоскости, дающие вклад в \mathbf{E}_{sum} , на карте (рис. 6.7) пересекаются практически в одной

точке (когда $\beta = 90^\circ$), при этом вклады от отдельных плоскостей складываются, что несколько увеличивает суммарный эффект и облегчает его обнаружение. На рис. 6.6 изображен случай более или менее произвольного выбора ориентации кристалла. Нетрудно видеть, что во всем изучаемом диапазоне длин волн присутствует эффект на уровне $\pm 5 \cdot 10^{-5}$ рад/см.

Это явление можно использовать для измерения электрических полей нецентросимметричных кристаллов. Возникает своего рода новая спиновая нейтронография кристаллографических плоскостей, для которых существует ненулевое электрическое поле. Заметим, что нейтронно-оптические эксперименты имеют очень высокую светосилу, поскольку интенсивность проходящего пучка нейтронов на много порядков выше интенсивности продифрагировавших пучков.

6.5 Двухволновая дифракция

Динамическая теория дифракции была первоначально сформулирована для рентгеновских лучей в работах Дарвина, Эвальда и Лауэ (см., например, [29]–[31]). Бете была развита теория дифракции электронов (см. [20, 32]). Более поздняя работа Гольдбергера и Зейтца [33] стимулировала аналогичные исследования по динамической дифракции нейтронов (см. [23, 21]) и ее обобщение С.В. Малеевым на случай сильной связи [34]. Ниже приводятся основные результаты динамической теории дифракции нейтронов в двухволновом приближении и дается ее обобщение на случай нецентросимметричных кристаллов.

Рассмотрим в кристалле систему кристаллографических плоскостей, характеризуемую вектором обратной решетки \mathbf{g} . Пусть нейтрон с энергией E и импульсом $\hbar\mathbf{k}_0$ ($E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$) падает на кристалл в направлении, близком к брэгговскому, для этой системы плоскостей. Тогда амплитуда волны (с волновым вектором $\mathbf{k} + \mathbf{g}$), отраженной этой системой плоскостей, может сравняться с амплитудой прямой волны (с волновым вектором \mathbf{k}), поэтому задачу для этих двух волн следует решать точно. Вкладом волн, отраженных другими плоскостями, обычно можно пренебречь в силу малости угловых ширин или учесть по тео-

рии возмущений, за исключением специальных случаев, когда условие Брэгга одновременно выполняется для нескольких систем плоскостей (многоволновая дифракция).

Итак, ищем решение уравнения Шредингера внутри кристалла (с потенциалом данной системы плоскостей \mathbf{g}) в виде суперпозиции:

$$\psi = a_0|\mathbf{k}\rangle + a_g|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle, \quad (6.28)$$

где состояния $|\mathbf{k}\rangle \equiv \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle \equiv \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{g})\mathbf{r}]$ являются собственными для невозмущенного уравнения Шредингера:

$$H_0|\mathbf{k}\rangle = E_k|\mathbf{k}\rangle; \quad H_0|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle = E_{k_g}|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle. \quad (6.29)$$

Как мы уже выяснили, матричные элементы $V_{\pm g}$ связывают состояния $|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$, то есть вызывают переходы из $|\mathbf{k}\rangle$ в $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$ и наоборот. Средний потенциал V_0 — это диагональный матричный элемент, описывающий рассеяние вперед, т.е. переходы из $|\mathbf{k}\rangle$ в $|\mathbf{k}\rangle$ и из $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$ в $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$, соответственно. С учетом сказанного для амплитуд $a_{0,g}$ получим следующую систему уравнений:

$$\begin{pmatrix} E_k + V_0 & V_{-g} \\ V_g & E_{k_g} + V_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_g \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} a_0 \\ a_g \end{pmatrix}. \quad (6.30)$$

Условие разрешимости системы (6.30) (секулярное уравнение) есть

$$(E_k - \varepsilon)(E_{k_g} - \varepsilon) - |V_g|^2 = 0, \quad (6.31)$$

где $\varepsilon = E - V_0$. Поскольку полная энергия E нейтрона задана, то уравнение (6.31) определяет значения волнового вектора \mathbf{k} , допустимые в кристалле. Оно описывает так называемую дисперсионную (изоэнергетическую) поверхность в пространстве волновых векторов (см. рис. 6.8). При точном выполнении условия Брэгга $E_k = E_{k_g}$ будем иметь

$$k^{(1,2)^2} = K^2 \pm |U_g|, \quad (6.32)$$

где $K^2 = 2m\varepsilon/\hbar^2$ — величина волнового вектора нейтрона в кристалле с учетом среднего потенциала (среднего коэффициента преломления).

Двум значениям волнового вектора соответствуют два набора амплитуд a_0 и a_g , которые определяют два типа нейтронных волн (собственных состояний нейтрона в кристалле). Из уравнений (6.30) при

точном выполнении условия Брэгга находим:

$$a_g/a_0 = \pm|V_g|/V_g = \pm 1. \quad (6.33)$$

Здесь мы считаем, что начало координат выбрано в максимуме ядерного потенциала, и тем самым $\phi_g \cong \phi_g^N = 0$.

Полученный результат соответствует хорошо известному явлению для двухуровневых систем: при пересечении двух уровней (энергий состояний $|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$) их волновые функции полностью перемешиваются, образуя симметричную и антисимметричную комбинации, а сами уровни отталкиваются на конечное расстояние (см. (6.32)).

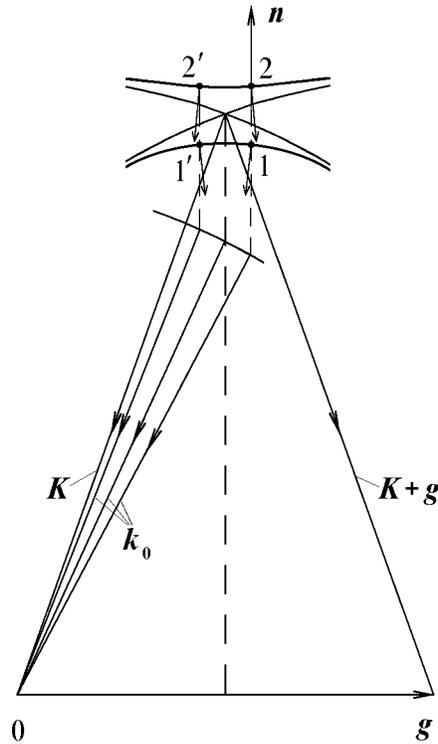


Рис. 6.8. Дисперсионная поверхность. При $V_g = 0$ это две окружности с одинаковыми радиусами, пропорциональными K . В точке пересечения (соответствующей вырождению состояний $|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$) малое взаимодействие V_g приводит к расщеплению дисперсионной поверхности на две ветви. Вблизи выходной грани кристалла интерферируют волны, соответствующие точкам 1 и 2', а также 1' и 2. Стрелками указаны нормали к дисперсионной поверхности, определяющие направления плотности тока нейтронов, \mathbf{n} — нормаль к входной поверхности кристалла

Итак, из (6.33) следует, что в кристалле при точном выполнении условия Брэгга распространяются волны двух типов:

$$\psi^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}[e^{i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}^{(1)}+\mathbf{g})\mathbf{r}}] = \sqrt{2} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}/2)\mathbf{r}]; \quad (6.34)$$

$$\psi^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}[e^{i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}} - e^{i(\mathbf{k}^{(2)}+\mathbf{g})\mathbf{r}}] = i\sqrt{2} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}/2)\mathbf{r}]. \quad (6.35)$$

Распространение происходит вдоль кристаллографических плоскостей с волновыми векторами $\mathbf{k}_{\parallel}^{(1,2)} = \mathbf{k}^{(1,2)} + \mathbf{g}/2$, причем нейтроны в состоянии $\psi^{(1)}$ сконцентрированы преимущественно на ядерных плоскостях:

$$|\psi^{(1)}|^2 = 2 \cos^2(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) = 1 + \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}), \quad (6.36)$$

а в состоянии $\psi^{(2)}$ — между ними:

$$|\psi^{(2)}| = 1 - \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}). \quad (6.37)$$

По этой причине нейтроны в состояниях 1 и 2 движутся в разных потенциалах и имеют разные кинетические энергии (т.е. разные величины волновых векторов), что и отражает уравнение дисперсионной поверхности (6.32), см. рис. 6.9.

При падении нейтронов с заданной энергией и импульсом на кристалл в последнем могут возбуждаться волны обоих типов:

$$\psi = c_1\psi^{(1)} + c_2\psi^{(2)}. \quad (6.38)$$

Амплитуды возбуждения c_1 и c_2 определяются граничными условиями на входной грани кристалла [20]. Различают дифракцию на прохождение (по Лауэ) и на отражение (по Брэггу). Симметричные схемы дифракции по Лауэ (когда граница перпендикулярна плоскостям) и по Брэггу (когда граница кристалла параллельна отражающим плоскостям) изображены на рис. 6.10.

В дальнейшем будем рассматривать симметричную схему дифракции по Лауэ. В этом случае при точном выполнении условия Брэгга оба типа волн возбуждаются в кристалле с одинаковой амплитудой, т.е. $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$, и волновая функция нейтрона внутри кристалла будет иметь вид

$$\psi = \cos\left(\frac{\Delta kz}{2}\right) e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} + i \sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right) e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{g})\mathbf{r}}. \quad (6.39)$$

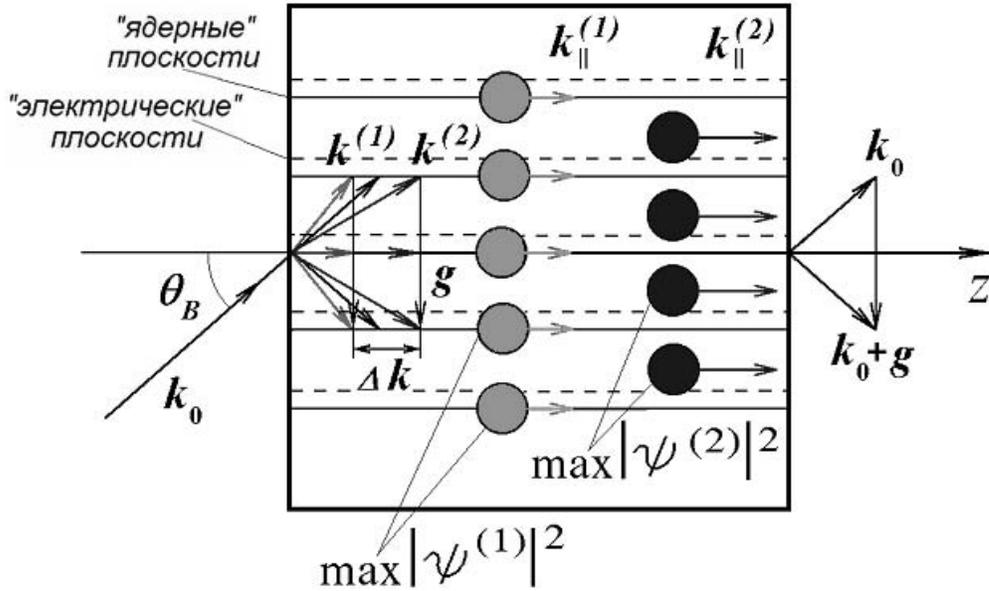


Рис. 6.9. Распространение нейтронов в кристалле при дифракции по Лауэ. Кружками изображены области максимальной концентрации нейтронов на "ядерных" плоскостях и между ними в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, соответственно. Поэтому нейтроны в этих состояниях, двигаясь вдоль кристаллографических плоскостей, имеют разные кинетические энергии и, соответственно, разные величины волновых векторов — $k^{(1)}$ и $k^{(2)}$. Кроме того, нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ движутся в противоположных электрических полях. За счет швингеровского взаимодействия это приводит к зависимости волновых векторов $k^{(1)}$ и $k^{(2)}$ от направления спина нейтрона, причем, если при перевороте спина нейтрона один из векторов увеличивается, то другой уменьшается. Это, в свою очередь, ведет к изменению фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона, см. выражение (6.42)

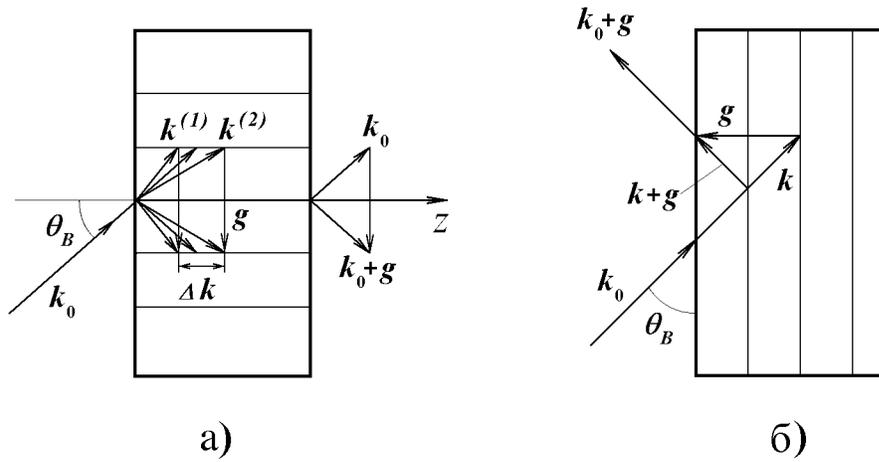


Рис. 6.10.

- а) Дифракция на прохождение. Границы кристалла перпендикулярны отражающим плоскостям (симметричная схема Лауэ).
 б) Дифракция на отражение. Входная грань кристалла параллельна плоскостям (симметричная схема Брэгга). В этом случае нейтроны проникают в кристалл на конечную глубину

Здесь $\mathbf{K} = (\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{k}^{(2)})/2$, ось z направлена параллельно кристаллографическим плоскостям (перпендикулярно границе кристалла) и учтено, что вектор $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}$ направлен по оси z , поскольку на границе кристалла может передаваться импульс, только перпендикулярный этой границе. По этой причине все волновые векторы внутри кристалла могут отличаться от волнового вектора \mathbf{k}_0 падающего нейтрона лишь параллельными оси z компонентами и еще на вектор обратной решетки \mathbf{g} . Биения волн разного типа с разными волновыми векторами приводят к периодической по глубине кристалла "перекачке" интенсивности нейтронов из прямого пучка в отраженный и наоборот. Это явление носит название "Pendellösung" — маятниковый эффект (буквально с нем. "маятниковое решение"). Оно приводит к осцилляциям интенсивности прямого и отраженного нейтронных пучков, прошедших через кристалл толщиной L , в зависимости от величины ϕ :

$$I_{0,g} = (1 \pm \cos \phi)/2, \quad (6.40)$$

где $\phi = \Delta k L$. Величина $\Delta k = |\mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}|$ определяется из уравнения дисперсионной поверхности (6.32):

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\xi_g} = \frac{2|V_g|}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{2|V_g| \operatorname{tg} \theta_B}{\hbar v_{\perp}}. \quad (6.41)$$

Здесь $v_{\parallel} = \hbar |\mathbf{K} + \mathbf{g}/2|/m = \hbar K \cos \theta_B/2m$ — средняя скорость распространения нейтрона в кристалле вдоль кристаллографических плоскостей, $v_{\perp} = \hbar g/2m = \pi \hbar/dm$. Наблюдать эти осцилляции¹ при заданной толщине можно, например, изменяя угол Брэгга (и тем самым длину волны нейтрона). Фаза маятниковой картины для нецентросимметричного кристалла зависит от ориентации спина нейтрона (см. выражение (6.17) для $|V_g|$). Если спин нейтрона сориентировать параллельно швингеровскому полю \mathbf{H}_g^S , то его переворот приведет к изменению маятниковой фазы $\Delta\varphi^S$, равному

$$\Delta\varphi^S = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = g_n \frac{e E_g L}{m_p c^2}, \quad (6.42)$$

и к соответствующему изменению интенсивности, например, дифрагированного пучка I_g . Заметим, что фазовый сдвиг (6.42), обусловленный швингеровским взаимодействием, определяется лишь свойствами кристалла (электрическим полем и толщиной), фундаментальными константами и величиной g -фактора нейтрона g_n . Он никак не зависит от других свойств нейтрона (его энергии, направления и т.п.). Это важное обстоятельство можно, в принципе, использовать при измерении ЭДМ нейтрона для исключения ложного эффекта, связанного со швингеровским взаимодействием.

Именно это изменение фазы маятниковых осцилляций было измерено в работах [7, 8], и по нему определена величина электрического поля E_g для плоскости $(11\bar{2}0)$ α -кварца. Соответствующий экспериментальный результат (подробнее см. ниже):

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{exp}| = (34, 3 \pm 5, 1)^\circ,$$

откуда следует:

$$E_{11\bar{2}0}^{exp} = (1, 8 \pm 0, 2) \cdot 10^8 \text{ В/см.}$$

¹Впервые маятниковая картина при дифракции нейтронов в кристалле кремния наблюдалась Шаллом [35, 36].

Из выражений (6.34), (6.35) и (6.9) нетрудно видеть, что E_g есть средняя величина электрического поля в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, причем $\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv \mathbf{E}_g$.

6.6 Эффекты, связанные с вращением спина $S = 1/2$ при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле

Отвлекаясь пока от взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем, интенсивности I_g^\pm отраженного пучка для двух направлений спина (по полю H_g^S и против него) можно записать в виде (см. (6.40)):

$$I_g^\pm = \sin^2[(\phi_0 \pm \Delta\phi_0^S)/2] \equiv \sin^2(\phi^\pm/2), \quad (6.43)$$

где $\Delta\phi_0^S \equiv \Delta\varphi^S/2$, см. (6.42). Если теперь спин нейтрона направить под углом Θ к направлению H_g^S (оси квантования, выбранной за полярную ось), то, суммируя по проекциям спина "+" и "-", получим

$$I_g^\uparrow = \cos^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^+/2) + \sin^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^-/2) \quad (6.44)$$

и (учитывая, что переворот спина в этом случае означает замену $\Theta \rightarrow \pi - \Theta$)

$$I_g^\downarrow = \sin^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^+/2) + \cos^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^-/2). \quad (6.45)$$

Эти выражения можно объединить:

$$\begin{aligned} I_g^{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2}(1 - \cos\phi_0 \cos\Delta\phi_0^S \mp \cos\Theta \sin\phi_0 \sin\Delta\phi_0^S) \equiv \\ &\equiv \frac{1}{2}(1 - K \cos\phi^{\uparrow\downarrow}). \end{aligned} \quad (6.46)$$

Здесь K и $\phi^{\uparrow\downarrow}$ — контраст и фазы маятниковых картин соответственно для нейтронов с противоположно направленными спинами:

$$K = (1 + \cos^2\Theta \operatorname{tg}^2\Delta\phi_0^S)^{1/2}, \quad (6.47)$$

$$\phi^{\uparrow\downarrow} = \phi_0 \pm \Delta\phi_0^S,$$

где

$$\Delta\phi_{\Theta}^S = \operatorname{arctg}(\cos\Theta \operatorname{tg}\Delta\phi_0^S). \quad (6.48)$$

Таким образом, изменение фазы маятниковой картины и соответственно интенсивности отраженного пучка при перевороте спина, направленного под углом Θ к \mathbf{H}_g^S , имеют вид:

$$\Delta\varphi^S(\Theta) = 2\Delta\phi_{\Theta}^S \quad (6.49)$$

и

$$\begin{aligned} \Delta I_g &= I_g^{\downarrow} - I_g^{\uparrow} = 2 \cos\Theta \sin\phi_0 \sin\Delta\phi_0^S = \\ &= 2 \cos\Theta [\sin^2(\phi^+/2) - \sin^2(\phi^-/2)]. \end{aligned} \quad (6.50)$$

При $\Theta = 0$ формулы (6.46), (6.50) и (6.48), (6.49) переходят в (6.40) и (6.42). Величина $\Delta\varphi^S(\Theta)$ измерена в работе [17], см. ниже.

При $\Theta = \pi/2$, т.е. когда спин перпендикулярен направлению \mathbf{H}_g^S , зависимость интенсивности от направления спина исчезает и период осцилляций будет определяться только ядерным потенциалом:

$$I_g = \frac{1}{2}[1 - \cos\phi_0 \cos\Delta\phi_0^S]. \quad (6.51)$$

Точно такая же формула получится при усреднении (6.46) по углу Θ , т.е. для неполяризованного пучка.

Обратим внимание на важную особенность формулы (6.51). Даже для неполяризованных нейтронов наличие электрического поля в нецентросимметричном кристалле приводит к зависимости контраста маятниковой картины от величины $\Delta\phi_0^S$. В частности, при толщине кристалла L_0 , такой, что $\Delta\phi_0^S = \pi/2$, контраст (т.е. маятниковый эффект) исчезает для неполяризованных нейтронов и для нейтронов, поляризованных перпендикулярно швингеровскому полю H_0^S (в последнем случае контраст восстанавливается при повороте спина на угол $\pi/2$). При этом интенсивности прямой и отраженной волн становятся равными $1/2$ и не зависят от длины волны нейтрона (и, соответственно, от угла Брэгга). Толщина L_0 равна:

$$L_0 = \pi m_p c^2 / g_n e E_g. \quad (6.52)$$

Так, например, для системы плоскостей $(11\bar{2}0)$ α -кварца $L_0 = 3,5$ см.

Явление исчезновения маятниковой картины имеет простой физический смысл. Нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ находятся под воздействием противоположных магнитных полей. Поэтому спины в этих состояниях вращаются в разные стороны и поворачиваются на углы $\pm\Delta\phi_0^S$, соответственно. При $\Delta\phi_0^S = \pi/2$ спины в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ становятся антипараллельными, так что состояния перестают интерферировать. Это и приводит к исчезновению маятниковой картины.

При увеличении толщины кристалла в 2 раза спины нейтрона в каждом состоянии повернутся на угол π , то есть их относительный поворот составит угол 2π , и спины снова станут параллельными. Для частиц со спином $1/2$ это приведет к деструктивной интерференции состояний 1 и 2, что отразится в изменении знака перед $\cos\phi_0$ в (6.51) (заметим, что две электромагнитные волны, например, в оптическом интерферометре, интерферировали бы так при угле между поляризациями, равном π , т.е. когда поляризации антипараллельны, а отсутствие интерференции имело бы место для взаимно перпендикулярных поляризаций). Только при толщине кристалла, соответствующей относительному повороту спинов на угол 4π (т.е. когда один спин совершит два полных оборота относительно другого), опять возникнет конструктивная интерференция, и формула (6.51) перейдет в себя. Наблюдать деструктивную интерференцию можно, например, по существенному изменению интенсивности при повороте спина падающих на кристалл нейтронов на угол $\pi/2$ за счет значительной разности маятниковых фаз (почти равной π) для двух поляризаций нейтронного пучка (соответственно по швингеровскому полю и перпендикулярно ему). В работах [37, 38] вопросы, связанные со спинорной структурой нейтронной волновой функции, экспериментально исследовались на нейтронном интерферометре, в одном плече которого происходил поворот спина на различные углы во внешнем изменяемом магнитном поле.

6.7 Измерение смещения маятниковой фазы при перевороте спина нейтрона

Схема установки, расположенной на пучке нейтронов одного из горизонтальных каналов реактора ВВР-М, на которой проводились измерения [7, 8, 17], приведена на рис. 6.11. Поляризованный пучок нейтронов (с поляризацией $P = 0,75 - 0,80$ и длиной волны $\lambda = 1,8 - 2,2 \text{ \AA}$) падает под углом Брэгга на кристалл естественного кварца с отражающими плоскостями $(11\bar{2}0)$, нормальными входной и выходной граням (дифракция по Лауэ).

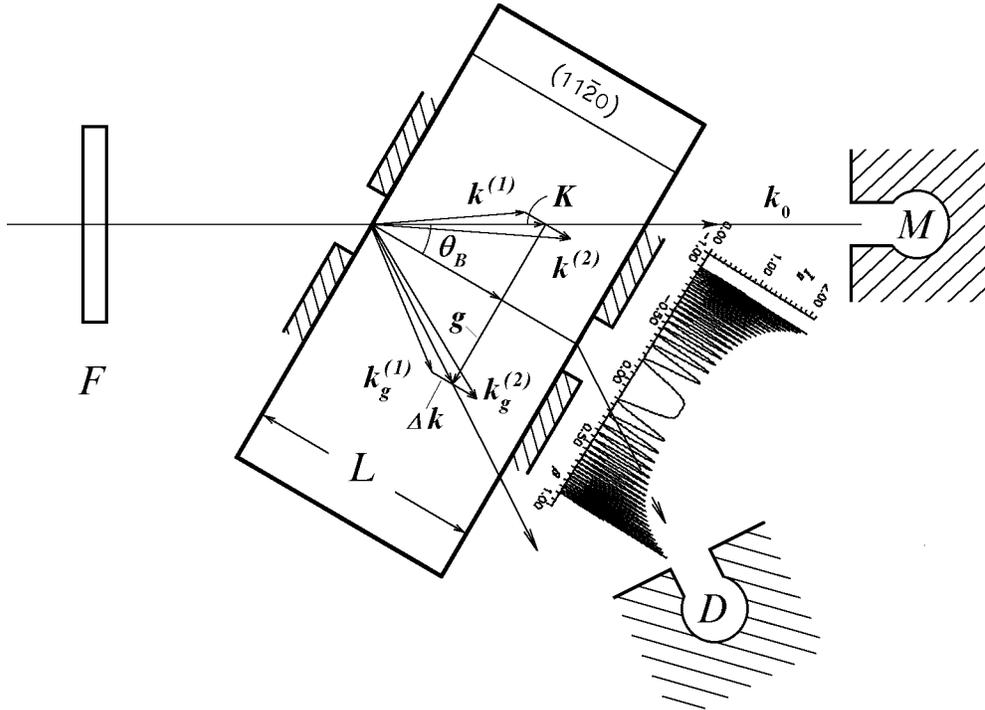


Рис. 6.11. Схема эксперимента. F — флишер, D — детектор нейтронов, M — монитор пучка. Размер щелей на входной и выходной гранях кристалла выбран равным ширине центрального максимума в распределении отраженных нейтронов по выходной грани (см. рис. 6.15, 6.15)

Были вырезаны две пластины с толщинами $L_1 = 0,80$ см и $L_2 = 1,14$ см. Размер пучка на входной грани $0,06 \times 1,6$ см². Выход-

ная щель (шириной 0,06 см) располагалась точно по середине "палатки" Бормана, так что детектор регистрировал нейтроны, для которых условие Брэгга выполнялось с хорошей точностью. Качество кристаллов тестировалось при помощи γ -дифракционного метода [39]. Для вырезанных пластин получена величина эффективной мозаики $\omega_{eff} = 0,1'' - 0,2''$. Поскольку брэгговская угловая ширина дифракции (см. ниже) в данном случае имеет порядок $\gamma_B \sim 1'' - 2'' \gg \omega_{eff}$, то кристаллы, с точки зрения дифракции, являются совершенными, и только на таких кристаллах можно наблюдать маятниковую картину. В противном случае, когда $\gamma_B \ll \omega_{eff}$, кристалл называется абсолютно мозаичным, и на нем маятниковую картину наблюдать невозможно, поскольку отраженные от разных блоков кристалла (имеющих разную ориентацию и образующих мозаику) волны будут складываться некогерентно.

Типичные экспериментальные маятниковые кривые (зависимость интенсивности дифрагированного пучка от брэгговского угла θ_B) показаны на рис. 6.12. Они получены изменением брэгговского угла в $\theta_B - 2\theta_B$ -сканировании (т.е. поворотом кристалла на некоторый угол и перемещением детектора, чтобы ось кристалл – детектор повернулась на удвоенный угол). По оси абсцисс отложены значения θ_B в условных единицах (1 усл. ед. соответствует $10''$). По оси ординат даны полные интенсивности N (включая фон) при экспозиции 2500 с на точку. Две маятниковые картины соответствуют противоположным поляризациям N^\downarrow и N^\uparrow . Катушечный флиппер F переключает знак поляризации после каждой измеренной точки.

Результаты измерений представлены в табл. 6.4 [7, 8]. В первом столбце даны экспериментальные сдвиги фаз $\Delta\varphi_P = \varphi_P(N^\uparrow) - \varphi_P(N^\downarrow)$ для различных положений кристалла (см. столбец примечаний). Если кристалл повернуть на 180° вокруг нормали к входной грани, должен измениться знак $\Delta\varphi_P$. Эксперимент подтвердил это (2-я и 6-я строки табл. 6.4). Во втором столбце табл. 6.4 приведены значения $\Delta\varphi_{norm}$, нормированные на полностью поляризованный пучок $P = 1$.

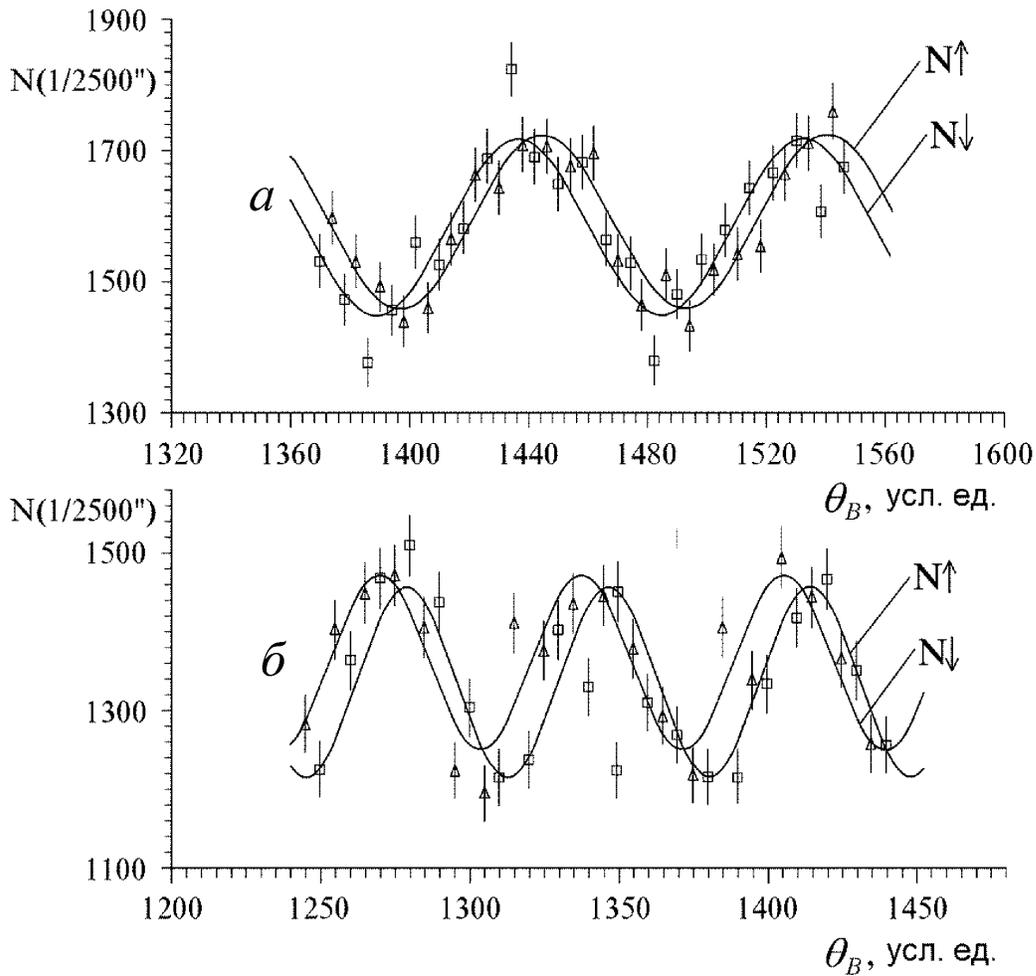


Рис. 6.12. Экспериментальные маятниковые кривые для двух противоположных поляризаций нейтрона N^\uparrow и N^\downarrow . Кристалл α -кварца толщиной $L_1 = 0,80$ см (а), $L_2 = 1,14$ см (б), рабочая система плоскостей $(11\bar{2}0)$. Одна условная единица соответствует изменению угла Брэгга на $10''$. Представлено около $1/4$ накопленной статистики

Таблица 6.4. Экспериментальные величины сдвига фаз маятниковой картины

$\Delta\varphi_P$	$\Delta\varphi_{norm}$	Примечания
$L_1 = 0,80$ см		
$(+27,0 \pm 7,1)^\circ$	$(+36,0 \pm 9,5)^\circ$	$P = 0,75 \pm 0,05$
$(-25,1 \pm 5,2)^\circ$	$(-33,5 \pm 6,9)^\circ$	$P = 0,75 \pm 0,05$ Кристалл повернут на 180° относительно нормали к большой грани
$(+26,8 \pm 9,5)^\circ$	$(+34 \pm 12)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$ Кристалл возвращен в исходное положение
$(+0,7 \pm 6,5)^\circ$	—	$P = 0$ Контрольный опыт с шимом
$L_2 = 1,14$ см		
$(+28,2 \pm 6,2)^\circ$	$(+35,3 \pm 7,8)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$
$(-45,6 \pm 6,1)^\circ$	$(-57,0 \pm 7,6)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$ Кристалл повернут на 180° относительно нормали к большой грани

Средние величины $|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{exp}|$ и среднеквадратичные погрешности для двух кристаллов равны:

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{exp}|_{L_1} = (34, 3 \pm 5, 1)^\circ$$

и

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{exp}|_{L_2} = (46 \pm 11)^\circ,$$

откуда, используя (6.42), находим:

$$E_{11\bar{2}0}^{exp(L_1)} = (1, 8 \pm 0, 3) \cdot 10^8 \text{ В/см}$$

и

$$E_{11\bar{2}0}^{exp(L_2)} = (1, 7 \pm 0, 4) \cdot 10^8 \text{ В/см.}$$

Окончательный результат по этим двум пластинам кварца такой:

$$E_{11\bar{2}0}^{exp} = (1, 8 \pm 0, 2) \cdot 10^8 \text{ В/см.} \quad (6.53)$$

На этой же установке (рис. 6.11) на пластине толщиной $L=1,14$ см были дополнительно проведены измерения [17] при трех ориентациях спина нейтрона: $\Theta = 0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Пучок поляризованных нейтронов ($P \approx 0,8$ при $\lambda \approx 2\text{\AA}$) также дифрагировал по Лауэ на плоскостях $(11\bar{2}0)$ естественного кварца, нормальных входной и выходной граням пластины. Переворот спина осуществлялся при каждом значении угла Брэгга θ_B . На рис. 6.13 показаны маятниковые картины, соответствующие противоположным направлениям спина N^\uparrow и N^\downarrow при $\Theta = 0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Эти ориентации соответствуют максимальному ($\Theta = 0^\circ$), нулевому ($\Theta = 90^\circ$) и промежуточному ($\Theta = 45^\circ$) ожидаемым сдвигам фаз маятниковой картины при перевороте спина нейтрона.

Результаты измерений представлены на рис. 6.14 и в таблице 6.5. В первом столбце даны углы Θ , во втором — экспериментальные сдвиги фаз $\Delta\varphi_p = \varphi_p(N^\uparrow) - \varphi_p(N^\downarrow)$. В третьем столбце приведены значения $\Delta\varphi$, нормированные на $P = 1$.

Измеренные сдвиги $\Delta\varphi$ позволяют определить экспериментальную величину электрического поля, воздействующего на дифрагирующий нейтрон в кварце:

$$\bar{E}_{11\bar{2}0} = (2, 27 \pm 0, 15) \cdot 10^8 \text{ В/см.}$$

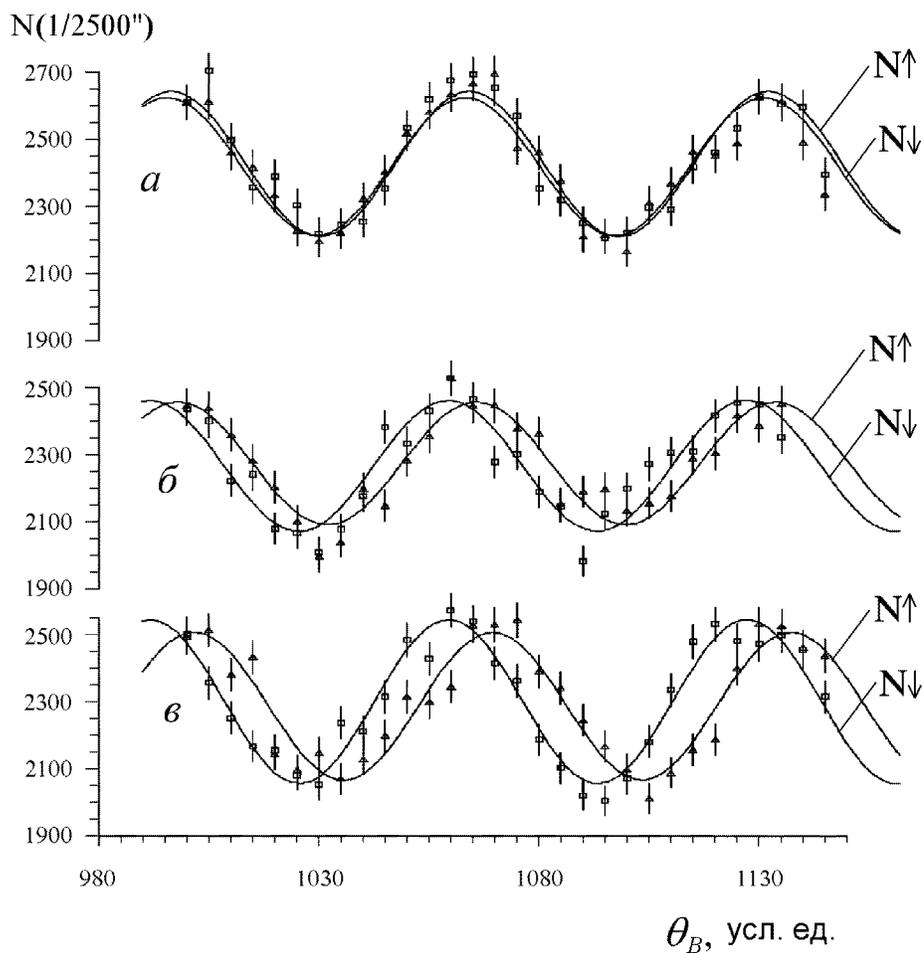


Рис. 6.13.

Экспериментальные маятниковые кривые для двух противоположных направлений спина нейтрона N^\uparrow и N^\downarrow при разных ориентациях спина относительно направления швингеровского магнитного поля в кристалле (угол Θ): а) $\Theta = 90^\circ$, б) $\Theta = 45^\circ$, в) $\Theta = 0^\circ$

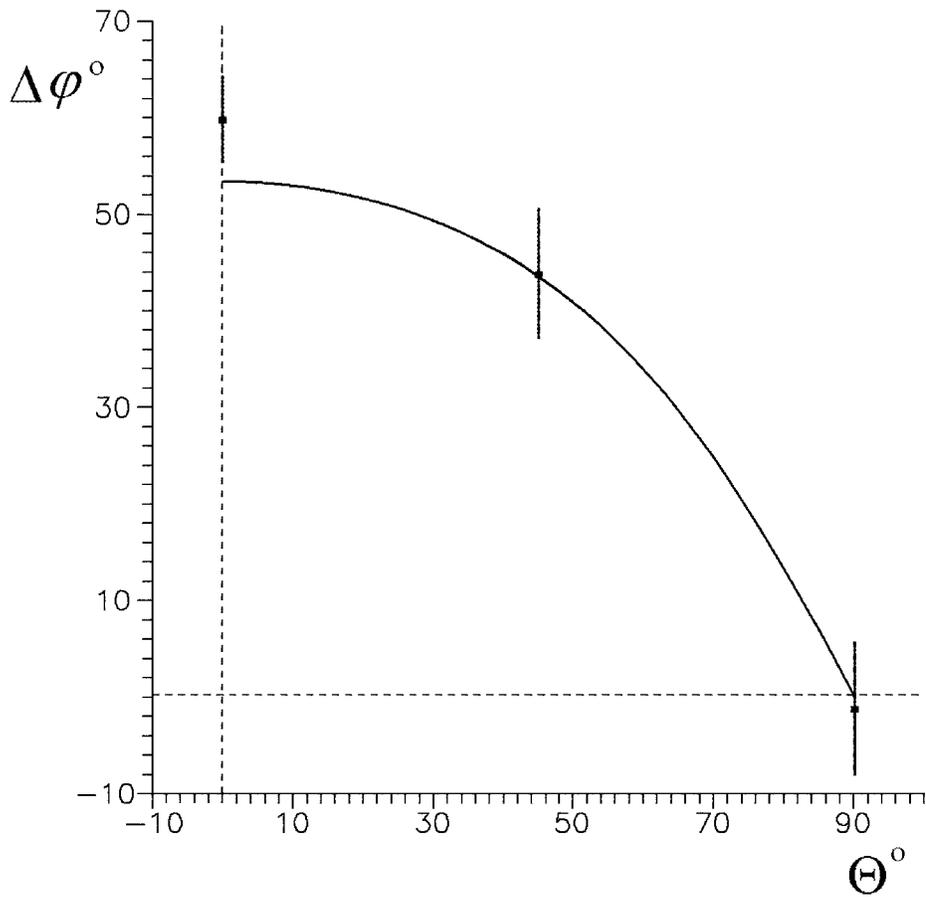


Рис. 6.14.

Величина сдвига фаз маятниковой картины $\Delta\varphi(\Theta)$ при перевороте спина дифрагирующих нейтронов в зависимости от ориентации спина относительно направления электрического поля в кристалле. Кривая соответствует расчетному значению $E_{11\bar{2}0} = 2,03 \cdot 10^8$ В/см, вычисленному из табличных характеристик кварца

Таблица 6.5. Экспериментальные величины сдвига фаз маятниковой картины $\Delta\varphi(\Theta)$ при разных ориентациях спина относительно направления швингеровского магнитного поля в кристалле (угол Θ)

Θ	$\Delta\varphi_P^\circ$ эксп.	$\Delta\varphi_{(P=1)}^\circ$
0	47.5 ± 3.2	59.4 ± 4.0
45	35.0 ± 5.3	43.7 ± 6.6
90	-1.1 ± 5.3	-1.4 ± 6.6

С учетом предыдущего результата (6.53) окончательное усредненное экспериментальное значение таково:

$$\overline{E}_{11\bar{2}0} = (2, 10 \pm 0, 12(0, 23)) \cdot 10^8 \text{ В/см}, \quad (6.54)$$

в скобках — внешняя средняя квадратичная ошибка, вычисленная из разброса результатов отдельных измерений.

Полученная экспериментальная величина (6.54) находится в хорошем согласии с полученным выше теоретическим значением электрического поля (см. табл. 6.2).

Кривая на рис. 6.14 соответствует расчетному значению $E_{11\bar{2}0} = 2,03 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, вычисленному из табличных характеристик кварца. Как видно из рисунка, расчет правильно описывает величину и зависимость эффекта от ориентации спина нейтрона (угол Θ).

Заметим, что измеренное нулевое смещение маятниковой фазы при перевороте спина в направлении, параллельном электрическому полю (рис. 6.13а), можно трактовать как предварительное грубое измерение ЭДМ, свидетельствующее об отсутствии ЭДМ на уровне $\sim 10^{-20}$ е.см.

6.8 Двухволновая дифракция. Общий случай

6.8.1 Электрические поля, действующие на нейтрон в нецентросимметричном кристалле

В общем виде блоховские функции $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ нейтрона (решение системы (6.30)) можно записать следующим образом:

$$\psi^{(1)} = \cos \gamma e^{i\mathbf{k}^{(1)} \mathbf{r}} + \sin \gamma e^{i\mathbf{k}^{(1)} \mathbf{r}}, \quad (6.55)$$

$$\psi^{(2)} = \sin \gamma e^{i\mathbf{k}^{(2)} \mathbf{r}} + \cos \gamma e^{i\mathbf{k}^{(2)} \mathbf{r}}, \quad (6.56)$$

где $\text{tg } 2\gamma = |U_g|/\Delta \equiv 1/w = \gamma_B/w$; $0 < \gamma < \pi/2$. Волновые векторы $\mathbf{k}^{(1)}$ и $\mathbf{k}^{(2)}$ принадлежат различным ветвям дисперсионной поверхности, уравнение которой (6.31) можно представить в виде

$$k^{(1,2)2} = K^2 - \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + |U_g|^2}. \quad (6.57)$$

Интенсивности прямой и отраженной волн в состояниях (1) и (2) определяются величиной:

$$\cos^2 \gamma = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\Delta}{\sqrt{\Delta^2 + |U_g|^2}} \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{w}{\sqrt{1 + w^2}} \right]. \quad (6.58)$$

Распределение плотности нейтронов в кристалле в этих состояниях определяется $|\psi^{(1)}|^2$ и $|\psi^{(2)}|^2$:

$$|\psi^{(1)}|^2 = 1 + \sin 2\gamma \cdot \cos \mathbf{g}\mathbf{r} = 1 + \frac{\cos \mathbf{g}\mathbf{r}}{\sqrt{1 + w^2}}, \quad (6.59)$$

$$|\psi^{(2)}|^2 = 1 - \sin 2\gamma \cdot \cos \mathbf{g}\mathbf{r} = 1 - \frac{\cos \mathbf{g}\mathbf{r}}{\sqrt{1 + w^2}}. \quad (6.60)$$

Из выражений (6.58), (6.59) следует, что степень концентрации нейтронов на "ядерных" плоскостях и между ними в состояниях (1) и (2) определяется величиной $1/\sqrt{1 + w^2}$, зависящей от параметра отклонения от условия Брэгга. Среднее электрическое поле, действующее на нейтрон в этих состояниях, пропорционально этой же величине. Действительно, используя выражение для электрического поля системы плоскостей (6.9), нетрудно получить

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E}(\mathbf{r}) | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E}(\mathbf{r}) | \psi^{(2)} \rangle = \frac{\mathbf{E}_g}{\sqrt{1 + w^2}} = \frac{\mathbf{g}v_g^E \sin \Delta\phi_g}{\sqrt{1 + w^2}}. \quad (6.61)$$

При $w \gg 1$ поле будет пропорционально $1/w$, как следует из теории возмущений, см. выражение (6.27).

6.8.2 Маятниковый эффект (Pendellösung)

Приближение плоской волны

В случае падения плоской нейтронной волны на кристалл в симметричной схеме Лауэ (граница кристалла перпендикулярна отражающим плоскостям), как следует из граничных условий, волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ возбуждаются в кристалле с амплитудами $\cos \gamma$ и $\sin \gamma$, соответственно [20]. Соответствующие точки (например, 1 и 2) дисперсионной поверхности показаны на рис. 6.8. В результате, интерференция волн различного типа (из-за небольшой разницы между волновыми векторами

$\Delta k = |\mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}|$) приводит к периодической зависимости интенсивностей прямого и отраженного лучей от величины $\phi = \Delta k L$. Волновая функция нейтрона в кристалле при этом будет иметь вид

$$\psi = e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \left(\cos \frac{\Delta kz}{2} + i \cos 2\gamma \sin \frac{\Delta kz}{2} \right) + i e^{i\mathbf{K}_g\mathbf{r}} \sin 2\gamma \sin \frac{\Delta kz}{2}. \quad (6.62)$$

В результате, для интенсивностей прямой I_0 и отраженной I_g волн, прошедших через кристалл, будем иметь

$$I_g = \frac{1}{1 + w^2} \sin^2 \frac{\phi}{2}; \quad (6.63)$$

$$I_0 = 1 - I_g.$$

Для величины ϕ из уравнения дисперсионной поверхности (6.57) следует выражение:

$$\phi = \frac{2|V_g|L}{\hbar v_{\parallel}} \sqrt{1 + w^2}. \quad (6.64)$$

Приближение сферической волны

При дифракции расходящегося нейтронного пучка на достаточно толстом кристалле будут интерферировать только волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, которые когерентно возбуждаются с противоположными значениями параметров отклонения $\Delta^{(1)} = -\Delta^{(2)}$ (точки 1', 2 и 1, 2' на рис. 6.8), так как "траектории Като" (определяемые направлениями плотностей токов вероятности [40]) для них пересекаются на выходной поверхности кристаллов, что обеспечивает перекрытие волновых пакетов. Плотности токов вероятности нейтронов в ветвях пропорциональны средним импульсам, т.е.

$$\mathbf{j}^{(1)} \sim \cos^2 \gamma \mathbf{K} + \sin^2 \gamma (\mathbf{K} + \mathbf{g}), \quad (6.65)$$

$$\mathbf{j}^{(2)} \sim \sin^2 \gamma \mathbf{K} + \cos^2 \gamma (\mathbf{K} + \mathbf{g}). \quad (6.66)$$

Их направления нормальны соответствующим точкам дисперсионной поверхности, см. рис. 6.8.

Вычисление фазы маятниковой картины ϕ при помощи уравнения (6.57) приводит в этом случае к результату [21, 40]:

$$\phi = \frac{2|V_g|L}{\hbar v_{\parallel} \sqrt{1+w^2}} = \frac{2m_0 c_0 L}{\sqrt{1+w^2}}. \quad (6.67)$$

Мы ввели в (6.67) обозначения Като [40], а именно: $m_0 = |U_g|/g$ и $c_0 = \operatorname{tg} \theta_B$.

Если угловая расходимость падающего пучка нейтронов больше, чем брэгговская полуширина γ_B , то угловые распределения интенсивностей отраженной I_g и прямой I_0 волн на выходной поверхности кристалла будут иметь вид [21, 40], см. рис. 6.15, 6.16 (приближение сферической волны)

$$I_g(w) = \frac{1}{1+w^2} \sin^2(\phi/2), \quad (6.68)$$

$$I_0(w) = \left[1 + \frac{w^2}{1+w^2} \right] \cos^2(\phi/2), \quad (6.69)$$

где ϕ находится из выражения (6.67).

Удобно также использовать другую величину, характеризующую отклонение от условия Брэгга, а именно: $\beta = v_0/c_0$, где $c_0 = \operatorname{tg} \theta_B$, $v_0 = \operatorname{tg} \theta$, θ — угол между направлением траектории Като и кристаллографической плоскостью ($\theta = 0$ соответствует точному выполнению условия Брэгга). Эта величина связана с w следующим образом:

$$\beta = \frac{w}{\sqrt{1+w^2}} \quad (6.70)$$

и представляет собой отношение расстояния (в направлении \mathbf{g}) между точками входа и выхода нейтрона из кристалла Lv_0 к полуширине основания треугольника Бормана на выходной грани кристалла Lc_0 . Таким образом, распределения по β интенсивностей прямого или отраженного дифрагированных пучков определяют распределения интенсивностей этих пучков по выходной грани кристалла (если падает узкий монохроматический пучок с угловой расходимостью, превосходящей брэгговскую ширину). Для отраженного пучка, например, это распределение имеет вид [21], см. рис. 6.17, 6.18:

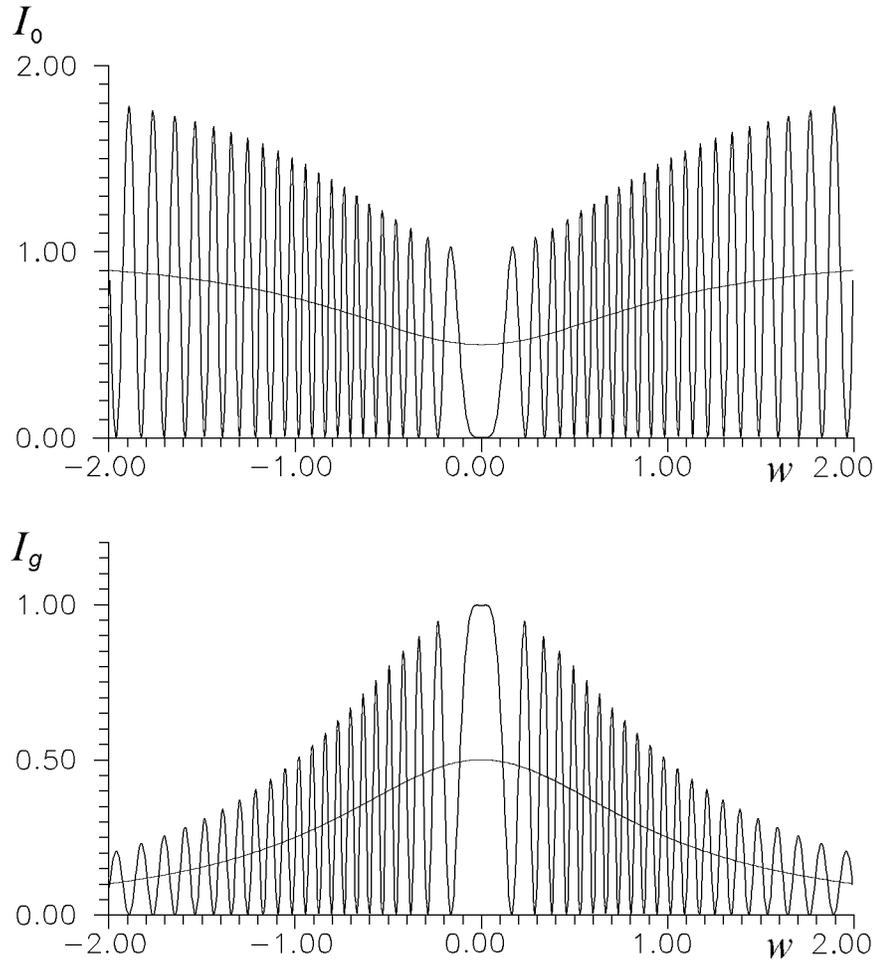


Рис. 6.15.

Угловое распределение интенсивности в прямом и отраженном дифрагированных пучках для падающего на кристалл α -кварца монохроматического расходящегося пучка с постоянной угловой плотностью. Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$, $m_0c_0L=120$ ($w = \omega/g$, ω — угол отклонения от прямого либо отраженного брэгговских направлений)

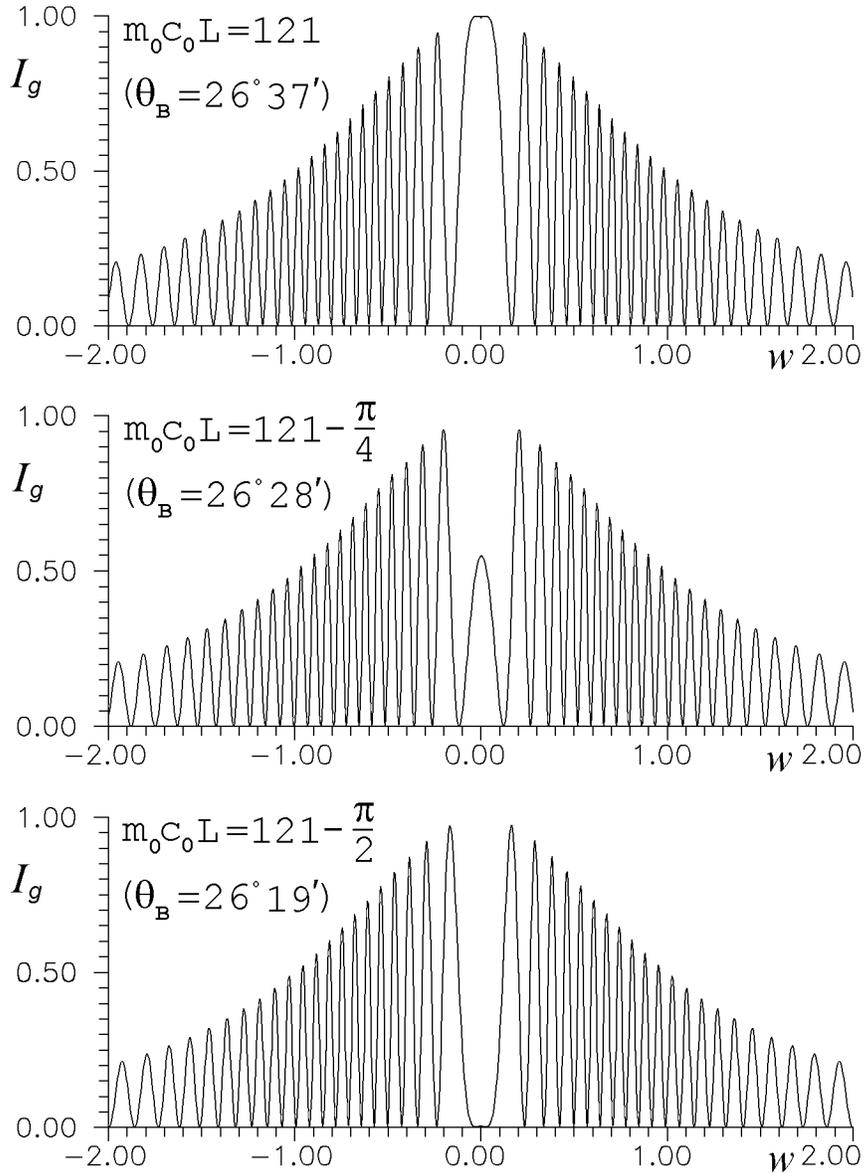


Рис. 6.16.

Угловые распределения интенсивности в отраженном пучке нейтронов при разных углах θ_B . Начало координат соответствует брэгговскому направлению. Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{Å}$. Изменения интенсивности в центре есть маятниковые осцилляции с угловым периодом (по углу Брэгга) $\Delta\theta_B^\xi$

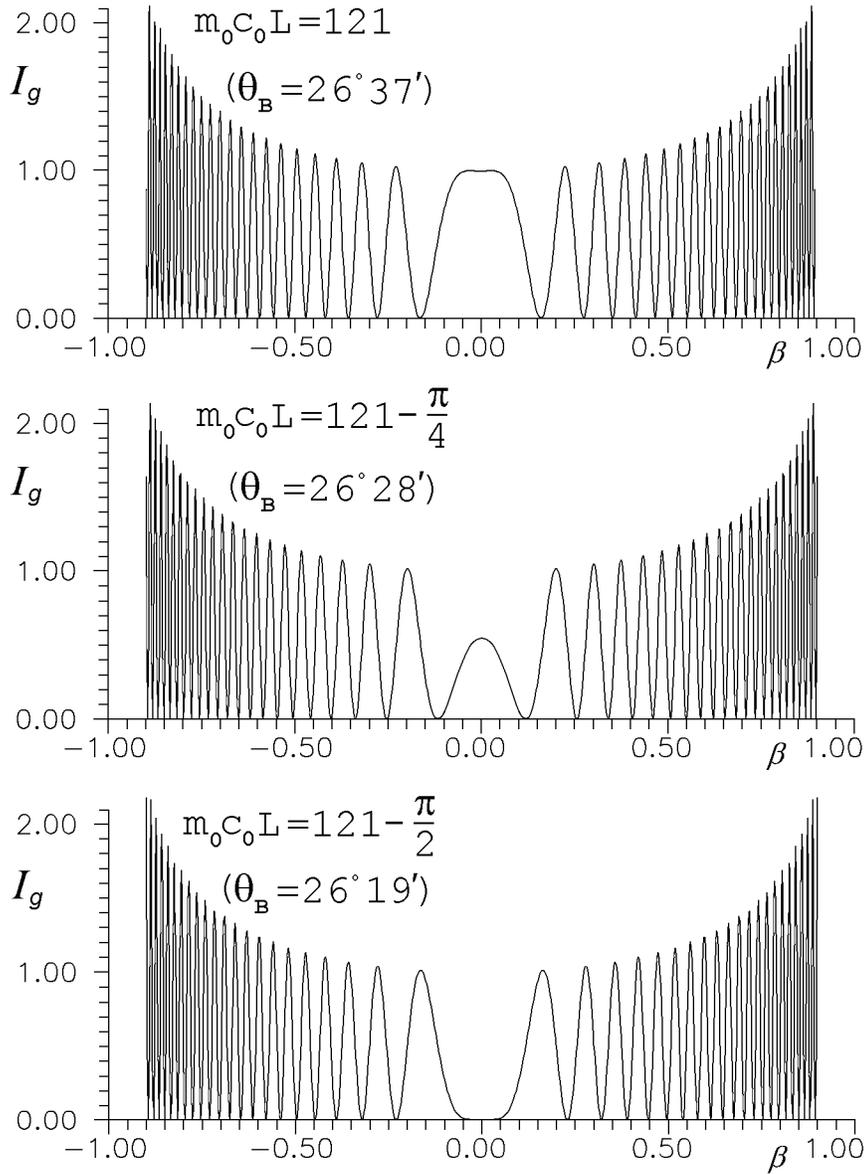


Рис. 6.17.

Распределения интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла при разных углах θ_B . Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Изменения интенсивности в центре — те же маятниковые осцилляции с угловым периодом $\Delta\theta_B^\xi$. Выходная щель кристалла, равная ширине главного максимума, приводит к максимальной глубине модуляции интенсивности дифрагированного пучка (т.е. к максимальному контрасту маятниковой картины)

$$I_g(\beta) = \frac{\sin^2[m_0 c_0 L \sqrt{1 - \beta^2}]}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (6.71)$$

На рис. 6.18 представлено рассчитанное распределение интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной поверхности кристалла, который был использован в одном из экспериментов, описанных в предыдущей главе, по измерению внутрикристаллических электрических полей. Соответствующее экспериментально измеренное (с шириной канала, превосходящей период быстрых осцилляций) распределение приведено на рис. 6.19.

Период маятниковых осцилляций определяется условием

$$\Delta\phi = 2\pi, \quad (6.72)$$

поэтому для периода по брэгговскому углу θ_B будем иметь

$$\Delta\theta_B^\xi = \frac{\pi\sqrt{1+w^2}}{m_0 L(1+c_0^2)}. \quad (6.73)$$

Пространственный период ξ (длина экстинкции) маятниковых биений (при точном выполнении брэгговского условия $w = 0$) равен

$$\xi_g = \frac{\pi}{m_0 c_0}. \quad (6.74)$$

Удобно также переписать выражение для угловой брэгговской полуширины в обозначениях Като:

$$\gamma_B = \frac{m_0 c_0 d}{\pi} = \frac{d}{\xi_g}. \quad (6.75)$$

В дальнейшем будет рассматриваться случай с $c_0 \cong \tilde{\theta}_B^{-1} \gg 1$, $Lc_0 \gg l$ (l — размер кристалла вдоль \mathbf{g}). При этом для всех дифрагирующих нейтронов выполняется условие $\beta \sim w \ll 1$, поскольку $w_{max} = l/Lc_0 \ll 1$. Некоторые величины, характеризующие дифракцию нейтронов на кристалле α -кварца, приведены в таблице 6.6 для $L = 5$ см, $c_0 \cong \tilde{\theta}_B^{-1} = 30$.

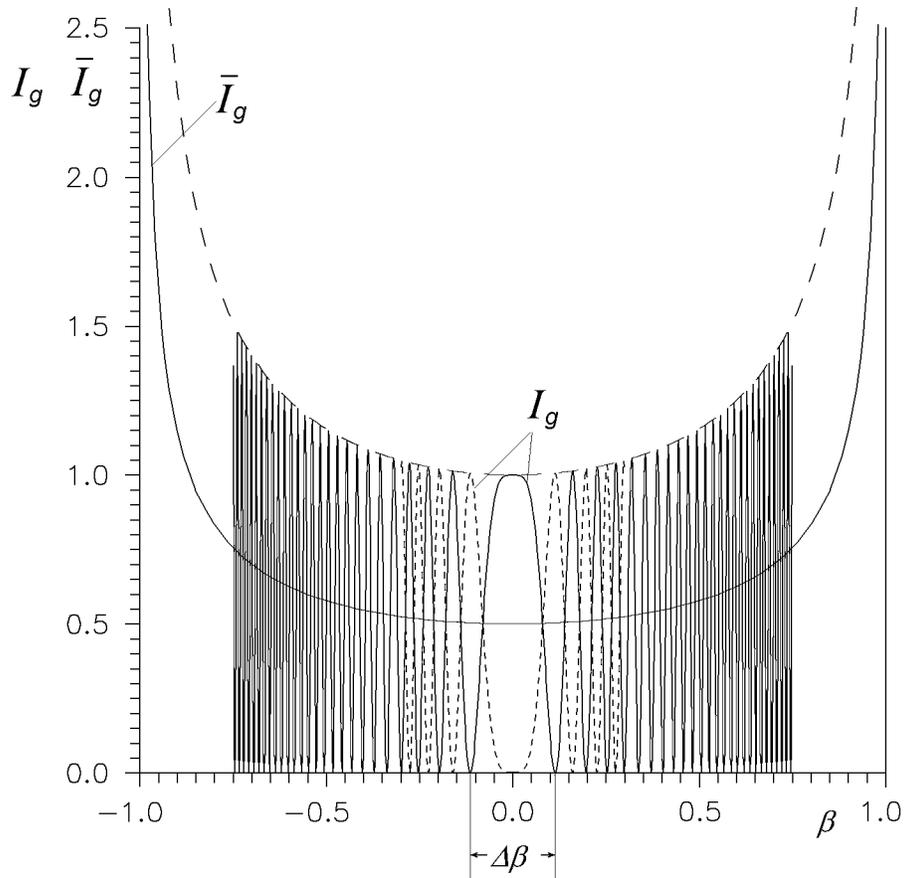


Рис. 6.18.

Распределения интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла, использованного в эксперименте, при двух углах θ_B . Плоскость $(11\bar{2}0)$, $L=0,8$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Ширина выходной щели кристалла выбрана равной ширине главного максимума ($\approx 0,06$ см)

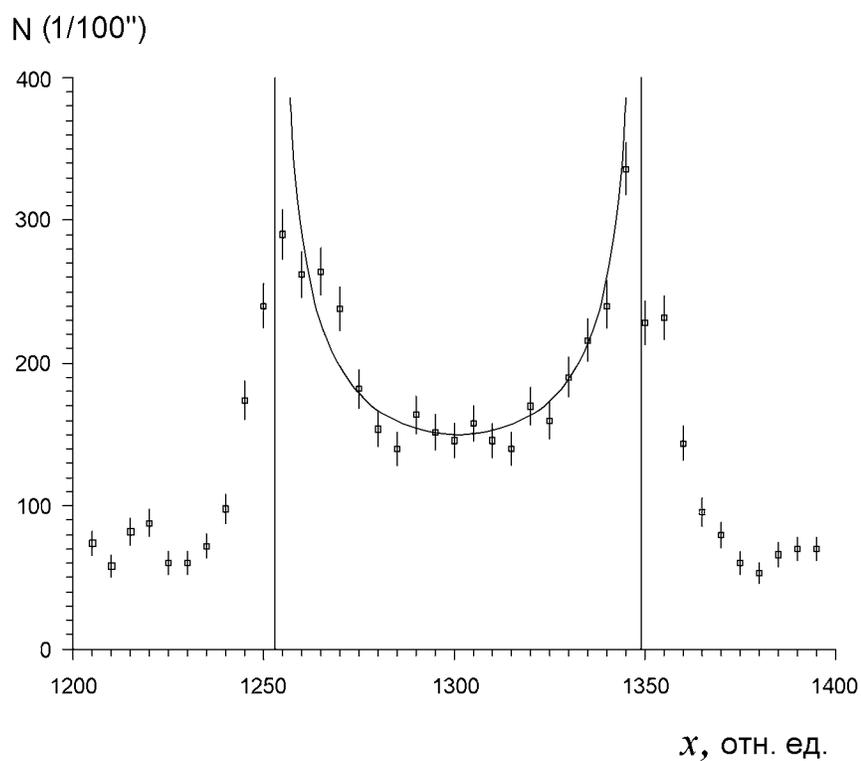


Рис. 6.19.

Экспериментально измеренное распределение интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла. Плоскость $(11\bar{2}0)$, $L=0,8$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Быстрые осцилляции усреднились большой ($\sim 0,2$ см) шириной канала. 100 отн. ед. соответствуют $\simeq 0,75$ см. Полная ширина "палатки Бормана" $\simeq 0,7$ см

Таблица 6.6. Некоторые величины, характеризующие дифракцию нейтронов в кристалле α -кварца для ряда систем кристаллографических плоскостей ($L = 5$ см, $c_0 = \tilde{\theta}_B^{-1} = 30$)

$hk\bar{m}l$	$11\bar{2}1$	$1\bar{3}21$	$14\bar{5}2$	$13\bar{4}3$	$11\bar{2}0$
m_0 (см ⁻¹)	483	222,5	75,45	13,4	675
$\Delta\theta_B^\xi$	0,3''	0,6''	1,8''	10''	0,2''
ξ_g (МКМ)	2,2	4,7	14	78	1,55
$\lambda = 2d$ (Å)	4,47	3,08	1,76	1,98	4,91
γ_B	20,6''	6,5''	1,3''	0,25''	31,6''
$10^{-8}E_g$ (В/см)	-2,28	-1,85	1,84	-1,35	-2,03
$10^7 m_0^D$ (см ⁻¹)	3,86	2,19	1,25	1,03	3,83
Γ_φ	0,027''	0,018''	0,011	0,012''	0,029''

6.8.3 Маятниковые фазы и внутрикристаллические поля

Из выражений (6.17) и (6.67) следует, что в результате электромагнитного взаимодействия нейтрона с нецентросимметричным кристаллом возникает добавочная разность между волновыми векторами $\mathbf{k}^{(1)}$ и $\mathbf{k}^{(2)}$, которая зависит от направления спина нейтрона и приводит к добавочной фазе маятниковой картины $\Delta\phi^{EM}$. Для фиксированного направления спина при точном выполнении условия Брэгга $\Delta\phi^{EM}$ имеет вид

$$\Delta\phi^{EM} = -\frac{2 [(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}_g^S) + (\mathbf{D}\mathbf{E}_g)] L}{\hbar v_{\parallel}}. \quad (6.76)$$

В результате, переворот спина нейтрона, направленного параллельно магнитному полю \mathbf{H}_g^S , приведет к изменению маятниковой фазы, которое определится выражением (6.42). Напомним его:

$$\Delta\varphi^S = |\Delta\phi_+^S - \Delta\phi_-^S| = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar_{\parallel}} = g_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}. \quad (6.77)$$

Это выражение отражает следующее важное обстоятельство: величина $\Delta\varphi^S$ не зависит от длины волны (или от угла Брэгга), а определяется исключительно характеристиками кристалла.

Когда спин параллелен электрическому полю \mathbf{E}_g , для соответствующего сдвига фазы, обусловленного наличием ЭДМ нейтрона, полу-

чим:

$$\Delta\varphi^D = \frac{4DE_gL}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{4DE_gL}{\hbar v_{\perp}} \operatorname{tg} \theta_B. \quad (6.78)$$

Величина $\Delta\varphi^D$ возрастает с увеличением угла Брэгга θ_B как $c_0 = \operatorname{tg} \theta_B$ и формально становится неограниченной при $\theta_B = \pi/2$.

Выражения (6.77) и (6.78) имеют простой физический смысл. Нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, двигаясь в кристалле со скоростью v_{\parallel} вдоль кристаллографических плоскостей, находятся под воздействием электрических полей $\pm E_g$, соответственно. В системе отсчета, связанной с нейтроном, его добавочная фаза, обусловленная электромагнитным взаимодействием, есть

$$\Delta\phi^{(1,2)} = \pm\omega t,$$

где

$$\omega = -(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}_g^S + \mathbf{D}\mathbf{E}_g)/\hbar$$

и $t = L/v_{\parallel}$ – время прохождения нейтрона через кристалл. Разность

$$(\Delta\phi^{(2)} - \Delta\phi^{(1)}) = -2\omega L/v_{\parallel}$$

определяет добавочную фазу маятниковой картины для определенной ориентации спина. Поэтому изменение направления спина, параллельного \mathbf{H}_g^S , приводит к сдвигу фазы $4\mu H_g^S L/\hbar v_{\parallel}$, который совпадает с (6.77). Величина $\Delta\varphi^S$ не зависит от скорости нейтрона (и поэтому от энергии, от угла Брэгга и длины волны нейтрона λ), так как поле H_g^S само пропорционально скорости v_{\parallel} .

С другой стороны, сдвиг фазы $\Delta\varphi^D$ определяется временем прохождения нейтрона через кристалл $t = L/v_{\parallel}$ и поэтому пропорционален $\operatorname{tg} \theta_B$, поскольку $v_{\parallel} = v_{\perp}/\operatorname{tg} \theta_B$.

Отсутствие зависимости $\Delta\varphi^S$ от угла Брэгга θ_B , в принципе, можно использовать при измерении ЭДМ нейтрона для исключения вклада в $\Delta\varphi^D$ от швингеровского взаимодействия, например, путем измерения $\Delta\varphi^D$ при двух различных углах θ_B .

В случае, когда $\tilde{\theta}_B \ll 1$, имеем $\operatorname{tg} \theta_B \approx 1/\tilde{\theta}_B$ и $v_{\parallel} \cong v_{\perp} \tilde{\theta}_B$, поэтому, используя для измерений углы $\tilde{\theta}_B = 1/10 \div 1/30$, эффект от ЭДМ нейтрона можно увеличить более чем на порядок.

6.9 Новые возможности поиска ЭДМ нейтрона дифракционным методом

Итак, в кристалле без центра симметрии электрическое поле, в котором движется дифрагирующий нейтрон, может иметь величину, превышающую 10^8 В/см. Оно почти на 5 порядков превосходит поля, используемые в методе УХН. Однако этого еще недостаточно для улучшения точности измерения ЭДМ, поскольку толщину кристалла, равную, скажем, 10 см, нейтрон при скорости 1 км/с пройдет за время 10^{-4} с, а времена хранения УХН (~ 100 с) на 6 порядков превосходят времена дифракции. Поэтому весьма существенным обстоятельством является указанная выше возможность увеличения времени пребывания нейтрона τ в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга, близким к $\pi/2$.

Однако при увеличении угла Брэгга и приближении его к прямому увеличивается частота маятниковых биений (6.73), так что при некотором значении угла Брэгга угловой период маятниковых осцилляций становится меньше брэгговской ширины (которая, напротив, растет с увеличением угла Брэгга (6.75)) дифракции. При этом схема эксперимента, используемая в [7, 8, 17], становится принципиально непригодной из-за слишком высокой частоты маятниковых осцилляций по углу Брэгга. Для измерения эффектов в этом случае предложена двухкристалльная установка, см. [3, 4, 5]. Однако есть и другой, более простой, способ наблюдения эффектов, связанных с наличием внутрикристаллических электрических полей, при котором они не усредняются. Это поляризационный метод, описанный ниже, который можно применить для измерения полей (и измерения ЭДМ нейтрона) при углах Брэгга, близких к прямому. Важность поляризационных экспериментов определяется также тем обстоятельством, что они менее чувствительны к совершенству кристаллов, чем эксперименты по наблюдению маятниковых осцилляций.

Суть метода в том, что при дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга волновые пакеты для состояний (1) и (2), в которых на нейтрон действуют разные поля (и которые возбуждаются с одинаковой амплитудой), пространственно перекрываются, так что

спин нейтрона в состоянии (1) в кристалле вращается в одну сторону, а в равновероятном состоянии (2) — в противоположную, поэтому средний угол поворота спина нейтрона (в прозрачном кристалле) за счет швингеровского взаимодействия (или ЭДМ) будет равен нулю, произойдет же уменьшение поляризации, т.е. деполяризация пучка (если он первоначально был поляризован). По измерению величины этой деполяризации можно судить о величине электрического поля.

Как уже упоминалось, эффект вращения спина нейтрона при дифракции по Брэггу в нецентросимметричном кристалле рассматривался ранее Форте [13] и, в более общем случае, Барышевым и Черепицей [14, 15] путем формального решения уравнений динамической дифракции. Результаты этих работ [13, 14, 15] с точки зрения описанной выше картины дифракции нейтронов в кристаллах без центра симметрии (т.е. в присутствии сильных межплоскостных электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон) вполне прозрачны.

Действительно, при брэгговской дифракции, в силу граничных условий, возбуждается только одна ветвь дисперсионной поверхности, т.е. в кристалле распространяется нейтронная волна только одного типа, поэтому нейтрон движется в электрическом поле определенного знака, так что его спин вращается в одном определенном направлении. Заметим, что в этом случае для наблюдения эффекта в прошедшем пучке (чтобы нейтрон находился в поле в течение времени прохождения всей толщины кристалла) необходимы отклонения (порядка брэгговской ширины) от условия Брэгга, чтобы обеспечить достаточно большую интенсивность прошедшего через кристалл пучка нейтронов, а это приводит к уменьшению среднего электрического поля, действующего на нейтрон (оно пропорционально $1/\sqrt{1+w^2}$, где w — угловое отклонение от брэгговского направления в единицах угловой брэгговской полуширины, см. выражение (6.61)).

6.9.1 Эффект Бормана и вращение спина в нецентросимметричном кристалле

В случае лауэвской дифракции эффект вращения спина обусловлен разным поглощением в кристалле волн разного типа (известным в ди-

фракции рентгеновских лучей как эффект Бормана). Поэтому, если толщина кристалла больше меньшей длины поглощения, но меньше большей, в кристалле опять "выживает" практически волна только одного типа, как и в предыдущем случае.

Здесь важно отметить следующее обстоятельство. Различное поглощение волн разного типа при лауэвской дифракции нейтронов в *центросимметричном* кристалле довольно очевидно и связано с тем, что одна блоховская волна (симметричная) движется преимущественно по атомным плоскостям, вторая (антисимметричная) — между ними, поэтому первая волна поглощается сильнее, чем вторая. В этом рассуждении, однако, существенным является предположение о том, что максимумы мнимого потенциала (ответственного за поглощение и связанного с мнимой частью амплитуды рассеяния нейтронов) совпадают с максимумами реального потенциала (связанного с вещественной частью амплитуды рассеяния). Это справедливо только для *центросимметричного* кристалла. В нецентросимметричном кристалле эти максимумы могут быть сдвинуты относительно друг друга, и, в частности, возможен случай, когда обе волны поглощаются одинаково (т.е. эффект Бормана отсутствует, см. ниже). В этом случае будет отсутствовать и эффект поворота спина, несмотря на наличие поглощения в кристалле.

6.9.2 Деполяризация нейтронов при дифракции в нецентросимметричном кристалле

В данном разделе рассматривается дифракция нейтронов по Лауэ в прозрачном (непоглощающем) нецентросимметричном кристалле α -кварца при точном выполнении условия Брэгга. *Эффект вращения спина в этом случае отсутствует, зато проявляется эффект деполяризации нейтронов.* Это еще один эффект, который чувствителен к наличию межплоскостных электрических полей при лауэвской дифракции нейтронов (первый — эффект сдвига маятниковой фазы при перевероте спина падающих нейтронов).

Эффект деполяризации нейтронов можно использовать для измерения внутркристаллических полей при углах Брэгга, близких к пря-

тому. Это необходимо, как уже выше отмечалось, для экспериментального выяснения, насколько угол Брэгга можно приблизить к $\pi/2$ с сохранением величины электрического поля в кристаллах кварца с различной степенью совершенства (т.е. мозаичности). Суть проблемы в следующем. В наших измерениях [6]–[8], [17] использовались кристаллы кварца с мозаичностью $\omega_{eff} \sim 0,1'' - 0,2''$, что позволило наблюдать маятниковую картину при дифракции нейтронов, потому что было выполнено условие $\omega_{eff} \ll \gamma_B$ ($\gamma_B \sim 1''$ для углов Брэгга $\theta_B \sim 45^\circ$, при которых проводились эксперименты). Нарушение этого условия — это тривиальная причина уменьшения всех эффектов, связанных с динамической дифракцией нейтронов, как это, видимо, имело место в работе [16], где были использованы кристаллы с $\omega_{eff} \sim 4,5'' > \gamma_B$. При приближении угла Брэгга к прямому условие $\omega_{eff} \ll \gamma_B$ выполняется с большей точностью, поскольку брэгговская ширина при этом растет, $\gamma_B \sim c_0$ ($c_0 = \text{tg } \theta_B \approx 1/(\pi/2 - \theta_B)$ при $\pi/2 - \theta \ll 1$). Однако угловой период маятниковых осцилляций уменьшается как $1/(1 + c_0)$ и может стать меньше величины мозаичности ω_{eff} . Например, при $\theta_B = \pi/2 - 1/30$ для 11 $\bar{2}$ 0-плоскости кварца этот период становится равным $0,2''$ (см. табл. 6.6). Трудно предсказать, что произойдет в этом случае (например, начнется ли постепенное "разрушение" полей, или они исчезнут скачком, или вообще ничего не произойдет с точки зрения среднего поворота спина, в силу выполнения условия $\omega_{eff} \ll \gamma_B$, а усреднятся только быстрые маятниковые осцилляции). Ответы на эти вопросы зависят от модели мозаичности кристалла и являются теоретически весьма ненадежными, поэтому их можно получить только в результате эксперимента.

Ниже дается описание эффекта деполяризации, который лежит в основе экспериментального метода.

Для нейтронов со спинами, параллельными (или антипараллельными) швингеровскому магнитному полю (ось Z) \mathbf{H}_g^S , соответствующую амплитуду a_0^+ (или a_0^-) прямого пучка, прошедшего через кристалл толщиной L в условиях дифракции ($w \ll 1$), можно записать:

$$a_0^\pm = \cos \left(\frac{\phi_0 \pm \Delta\phi_0^S}{2} \right) \equiv \cos \frac{\phi^\pm}{2}, \quad (6.79)$$

где

$$\phi_0 = \frac{2|V_g^N|L}{\hbar v_{\parallel} \sqrt{1+w^2}}, \quad (6.80)$$

$$\Delta\phi_0^S = \frac{2\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel} \sqrt{1+w^2}} = g_N \frac{eE_g L}{2m_p c^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+w^2}}. \quad (6.81)$$

Здесь V_g^N — амплитуда гармоники ядерного потенциала системы кристаллографических плоскостей, которая характеризуется вектором обратной решетки \mathbf{g} , $g = 2\pi/d$, d — межплоскостное расстояние, E_g — величина электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$\mathbf{E}_g = v_g^E \mathbf{g} \sin \Delta\phi_g, \quad (6.82)$$

где $v_g^E = |V_g^E|$, V_g^E — амплитуда гармоники электрического потенциала той же системы плоскостей, $\Delta\phi_g$ — разность фаз амплитуд V_g^E и V_g^N .

$$\mathbf{H}_g^S = \frac{\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}}{c} \quad (6.83)$$

— магнитное поле в системе покоя нейтрона. Как и ранее, $w = \Delta\theta/\gamma_B$, где $\Delta\theta = \theta - \theta_B$ — угловое отклонение направления падения нейтронов на кристалл от брэгговского направления, γ_B — угловая брэгговская полуширина (мы рассматриваем случай $w \ll 1$).

Таким образом, если на кристалл падают нейтроны со спином, параллельным оси Y (азимутальный угол между направлением спина и осью X , описывающей среднее направление распространения нейтронов в кристалле, равен $\varphi = \pi/2$), то спиновая волновая функция падающих нейтронов имеет вид:

$$\psi_0^i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\pi}{4}} \\ e^{\frac{i\pi}{4}} \end{pmatrix}. \quad (6.84)$$

Спиновую функцию прямого пучка продифрагировавших нейтронов можно записать следующим образом:

$$\psi_0^L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\pi}{4}} \cos \frac{\phi_0 + \Delta\phi_0^S}{2} \\ e^{\frac{i\pi}{4}} \cos \frac{\phi_0 - \Delta\phi_0^S}{2} \end{pmatrix}. \quad (6.85)$$

Вектор поляризации \mathbf{P} прошедшего пучка можно определить как

$$\mathbf{P} = \frac{\langle \psi_0^L | \boldsymbol{\sigma} | \psi_0^L \rangle}{\langle \psi_0^L | \psi_0^L \rangle}, \quad (6.86)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.87)$$

В результате будем иметь:

$$P_x = \langle \sigma_x \rangle = 0, \quad (6.88)$$

$$P_y = \langle \sigma_y \rangle = \frac{\cos \frac{\phi^+}{2} \cos \frac{\phi^-}{2}}{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} + \cos^2 \frac{\phi^-}{2}} = \frac{\cos \phi_0 + \cos \Delta \phi_0^S}{1 + \cos \phi_0 \cos \Delta \phi_0^S}, \quad (6.89)$$

$$P_z = \langle \sigma_z \rangle = \frac{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} - \cos^2 \frac{\phi^-}{2}}{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} + \cos^2 \frac{\phi^-}{2}} = \frac{\sin \phi_0 \sin \Delta \phi_0^S}{1 + \cos \phi_0 \cos \Delta \phi_0^S}. \quad (6.90)$$

Из этих формул следует, что вектор поляризации быстро осциллирует (с маятниковой частотой) с изменением угла θ_B в плоскости (Y, Z) . При малых углах $\tilde{\theta}_B$ период этих осцилляций мал (имеет порядок нескольких угловых секунд, см. табл. 6.6), поэтому для пучка нейтронов с расходимостью $\sim 1^\circ$ происходит их усреднение. Остаются осцилляции с большим периодом, соответствующие вращению спина в швингеровском магнитном поле.

Усредняя интенсивности по быстрым маятниковым осцилляциям, для вектора поляризации получим:

$$\begin{aligned} P_x &= P_z = 0, \\ P_y &= \cos \Delta \phi_0^S, \end{aligned} \quad (6.91)$$

то есть спин нейтрона (первоначально направленный по оси Y) для двух состояний в среднем вращается в противоположные стороны в плоскости (X, Y) , что и приводит к уменьшению Y -компоненты поляризации (см. рис. 6.20).

В частности, для некоторой толщины кристалла, когда

$$\Delta \phi_0^S = \frac{\pi}{2},$$

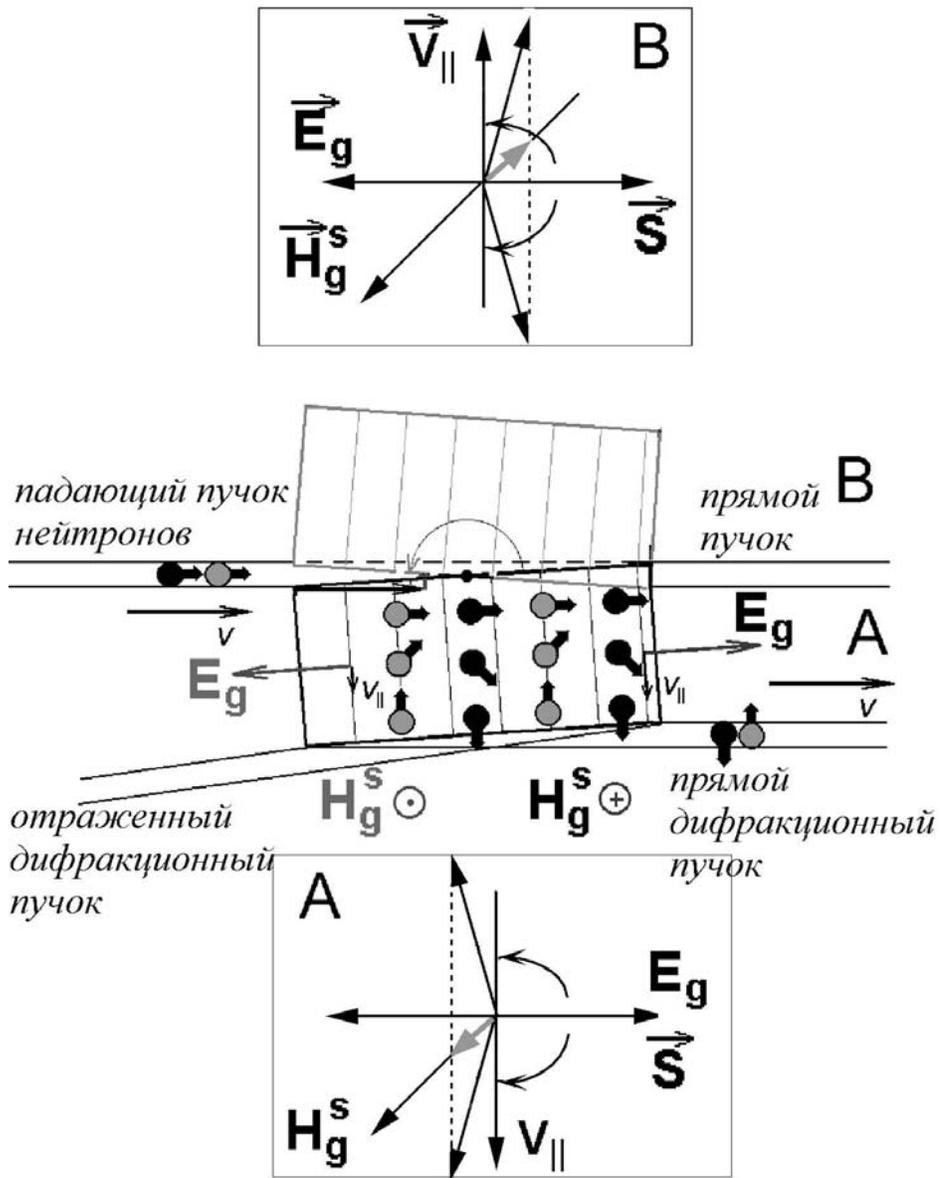


Рис. 6.20. Спин нейтрона в кристалле в состояниях, описываемых блоховскими волнами $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, поворачивается в противоположные стороны. При толщине кристалла 3,5 см (для системы отражающих плоскостей (110)) углы поворота становятся равными $\pi/2$, и поляризация в прямом и отраженном дифрагированных пучках обращается в нуль. Наличие ЭДМ нейтрона приводит к появлению слабой поляризации пучков вдоль швингеровского магнитного поля. Она имеет разный знак для двух положений кристалла А и В

поляризация обращается в нуль, поскольку в этом случае спины нейтронов в состояниях (1) и (2) при выходе из кристалла будут направлены в противоположные стороны.

Угол поворота $\Delta\phi_0^S$ для спина, первоначально ориентированного перпендикулярно швингеровскому магнитному полю при $w \ll 1$, дается выражением (6.81):

$$\Delta\phi_0^S = \pm \frac{g_n e E_g L}{2m_p c^2}, \quad (6.92)$$

где знаки \pm относятся к состояниям (1) и (2), соответственно, g_n — g -фактор нейтрона ($g_n = -3, 8$), e — заряд электрона, E_g — значение электрического поля, действующего на нейтрон, L — толщина кристалла, m_p — масса протона, c — скорость света.

При толщине кристалла

$$L_0 = \frac{\pi m_p c^2}{g_n e E_g}, \quad (6.93)$$

соответствующей повороту спина на угол $\pi/2$ ($\Delta\phi_0^S = \pm\pi/2$), пучок нейтронов, прошедший через кристалл, станет полностью неполяризованным. Для системы плоскостей (110) кварца $L_0 = 3,5$ см. Если поляризацию падающего на кристалл пучка нейтронов изменить на угол $\pi/2$, т.е. направить перпендикулярно плоскости падения, то в этом случае поляризация прошедшего пучка не изменится, поскольку магнитный момент нейтрона будет направлен либо по швингеровскому магнитному полю, либо против него, и вращения спина не будет. Таким образом, измеряя изменение поляризации прошедших через кристалл в условиях дифракции пучков при повороте спина падающего пучка на $\pi/2$, можно определить электрическое поле, действующее на нейтрон. При углах Брэгга, близких к $\pi/2$, удобнее работать на прямом продифрагировавшем пучке (см. рис. 6.20).

Установка для измерения такого электрического поля (см. рис. 6.21) состоит из внутриканального неполяризующего нейтроновода, двух сравнительно коротких (400 мм) поляризующих нейтроноводов (поляризатора и анализатора), двух спин-флипперов, соответствующим образом вырезанного кристалла кварца (помещенного в магнитный

экран), точного отсчетного устройства для поворота кристалла и измерения углов, детекторов нейтронов, электроники и компьютера для сбора и предварительной обработки информации.

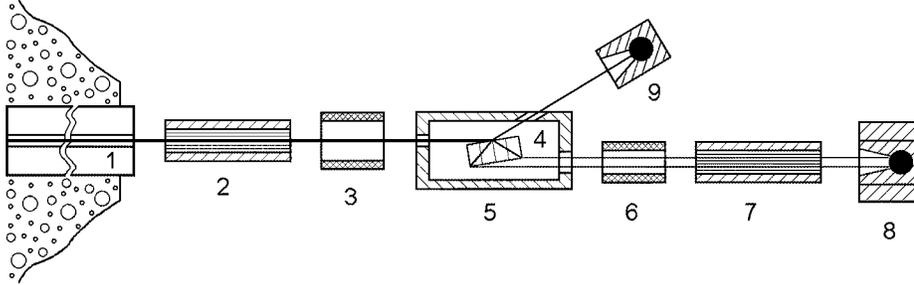


Рис. 6.21. Схема установки. 1 — внутриканальный нейтронновод, 2 — многоцелевой нейтронновод-поляризатор, 3,6 — флипперы, 4 — кварцевый монокристалл, 5 — магнитный экран, 7 — многоцелевой нейтронновод-анализатор, 8 — детектор, 9 — монитор

В случае, изображенном на рис. 6.21, швингеровское магнитное поле \mathbf{H}_g^S , действующее на нейтрон, направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Если спин нейтрона после поляризатора лежит в плоскости рисунка и направлен перпендикулярно импульсу, а анализатор ориентирован так же, как поляризатор (на "светло"), то скорость счета в детекторе при выключенных флипперах будет определяться выражением:

$$N = N_0 \cos^2 \frac{\Delta\phi_0^S}{2} = N_0 \cos^2 \left(\frac{g_n e E_g L}{4m_p c} \right), \quad (6.94)$$

где N_0 — интенсивность пучка поляризованных нейтронов после поляризатора, которую можно измерить, например, монитором. При толщине кристалла L_0 , соответствующей повороту спинов на угол $\alpha = \pi/2$, детектор зарегистрирует половинную скорость счета по сравнению с монитором, что имеет простой физический смысл, а именно, $1/2$ — есть вероятность обнаружить проекцию спина, параллельную его первоначальному направлению. При толщине кристалла $L = 2L_0$ спины повернутся на угол π , т.е. будут ориентированы в противоположном первоначальному направлении. Нейтроны перестанут попадать на детектор, что соответствует нулевой вероятности обнаружить проекцию спина, параллельную его первоначальному направлению.

Выбрав кристалл с толщиной, определяемой (6.93) получим определенную скорость счета в детекторе, которая не должна зависеть от угла Брэгга. Однако при приближении угла Брэгга к прямому углу, с некоторого значения θ_B^c может, в принципе, начаться возрастание скорости счета детектора, что и будет соответствовать началу "разрушения" электрических полей в кристалле, которое связано с несовершенством последнего. Угол θ_B^c определит максимально достижимую в данном методе величину $E_{g\tau}$, определяющую чувствительность установки. Заметим, что наличие флипперов позволяет измерить поляризацию пучка и учесть отличие ее от единицы для определения величины электрического поля в кристалле, действующего на нейтрон.

6.9.3 Возможность измерения ЭДМ нейтрона при дифракции по Лауэ

Заметим, что небольшая модификация установки (рис. 6.20, 6.22), в которой имеется возможность поворачивать кристалл на угол $(180^\circ - 2\tilde{\theta}_B)$ (положения А и В, соответственно), может, в принципе, позволить провести эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона поляризационным методом, поскольку при таком повороте изменяется знак эффекта, связанного с ЭДМ нейтрона, а эффект, обусловленный швингеровским взаимодействием, не изменяется.

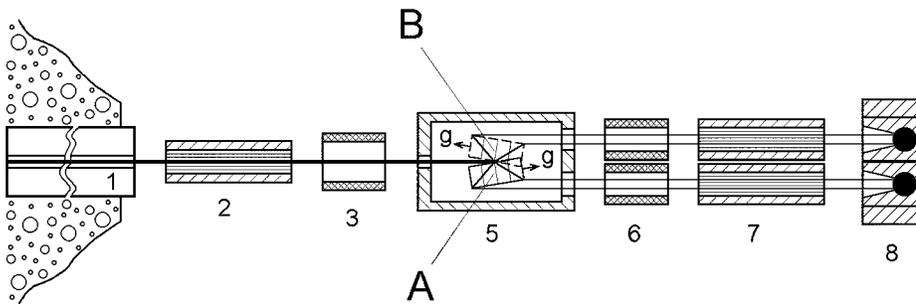


Рис. 6.22. Возможная модификация установки. 1 — внутриканальный нейтроновод, 2 — многощелевой нейтроновод-поляризатор, 3,6 — флипперы, 5 — магнитный экран, 7 — двойной многощелевой нейтроновод-анализатор, 8 — двойной детектор. А и В — положения монокристалла, отличающиеся поворотом на угол $(180^\circ - 2\tilde{\theta}_B)$

Действительно, если ориентировать спины падающих нейтронов по направлению их импульса (т.е. перпендикулярно швингеровскому магнитному полю) и выбрать толщину кристалла, равную L_0 , то в случае отсутствия ЭДМ пучок нейтронов выйдет из кристалла полностью не поляризованным при обоих положениях кристалла. В случае же наличия ЭДМ возникнет поляризация пучка P_h , параллельная швингеровскому полю (связанная с дополнительным поворотом спинов вокруг электрического поля):

$$P_h \approx \frac{2DE_g L_0}{\hbar v_{\parallel}} = 2m_0^D c_0 L_0. \quad (6.95)$$

Для системы плоскостей (110) при $c_0 = 30$ ($L_0 = 3,6$ см, $m_0^D = 3,8 \times 10^{-7}$ см⁻¹, см. таблицу 3.1) $P_h \approx 0,8 \times 10^{-4}$. Поляризация будет иметь противоположный знак для разных положений кристалла A и B (рис. 6.20, 6.22), что можно определить, например, по изменению скорости счета детектора при повороте кристалла.

Заметим, что в случае брэгговской дифракции [13] максимальная величина угла поворота спина за счет ЭДМ для кристалла кварца той же толщины составляет $\sim 2,5 \times 10^{-6}$, что приблизительно в 30 раз меньше, чем в рассмотренном выше случае. Для лауэвской дифракции в гипотетическом поглощающем кристалле карбида вольфрама WC [15] аналогичная величина составляет $0,7 \times 10^{-5}$.

В заключение отметим, что с учетом поглощения волновые функции нейтрона в кристалле $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \phi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) &= \psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) \exp \left[-\frac{v'_0 z}{\hbar v_{\parallel}} \left(1 \pm \frac{v'_g \cos \phi'_g}{v'_0} \right) \right] \equiv \\ &\equiv \psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) \exp \left[-\frac{\mu_0 z}{2 \cos \theta_B} (1 \pm \varepsilon_g) \right], \end{aligned} \quad (6.96)$$

где $\psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r})$ определены (6.34), (6.35), $\mu_0 = 2v'_0/\hbar v$, v — скорость нейтрона, $\varepsilon_g = (v'_g \cos \phi'_g)/v'_0$, v'_0 — средняя величина "поглощающей" части потенциала кристалла, связанной с мнимой частью ядерной амплитуды рассеяния, v'_g — модуль амплитуды g -гармоники

этой части потенциала, ϕ'_g — сдвиг фазы g -гармоники "поглощающей" части ядерного потенциала относительно g -гармоники его "преломляющей" части, связанной с вещественной частью амплитуды рассеяния. Для нецентросимметричного кристалла величина ϕ'_g может быть отлична от нуля, по этой причине как "преломляющая", так и "поглощающая" части становятся комплексными. Это приводит, в частности, к тому, что при $\phi'_g = \pi/2$ эффект Бормана исчезает: $\varepsilon_g = 0$ (см. (6.96)). Для центросимметричного кристалла "преломляющая" и "поглощающая" части потенциала совпадают соответственно с его вещественной и мнимой частями.

Например, для плоскостей (110) α -кварца ($\lambda_n = 4,9 \text{ \AA}$) расчет приводит к следующему результату: $l_a = 1/\mu_0 = 76 \text{ см}$, $\varepsilon_{110} = 0,08$, то есть эффект Бормана для этой системы плоскостей выражен слабо, тогда как для плоскостей (111) ($\lambda_n = 4,5 \text{ \AA}$) $l_a = 83 \text{ см}$, $\varepsilon_{111} = 0,41$ он становится весьма заметным.

Как следует из (4.19), при приближении угла Брэгга θ_B к $\pi/2$ эффективная длина поглощения нейтронов убывает как $l_a \cos \theta_B \approx l_a/c_0$, что связано с увеличением времени пребывания нейтрона в кристалле. Это обстоятельство накладывает дополнительные ограничения на возможности приближения угла Брэгга к $\pi/2$. Поскольку уменьшение интенсивности в e раз происходит для кристалла толщиной: $L \sim l_a \cos \theta_B \sim l_a/c_0$, то для кристалла толщиной в 5 см можно, в принципе, использовать углы, для которых $c_0 \lesssim 20$.

Заметим, что при углах Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$, эффект поворота спина нейтрона [15], связанный с разным поглощением блоховских волн в кристалле, можно наблюдать и при дифракции в кварце, например, на плоскости (111), при этом он будет существенно усилен по сравнению со случаем, рассмотренным в [15]. Для плоскости же (110) этот эффект будет подавлен по сравнению с эффектом деполяризации приблизительно на порядок из-за слабой выраженности эффекта Бормана.

Совсем недавно (1999-2004 гг.) на созданном макете установки для поиска ЭДМ дифракционным методом, установленном на горизонтальном канале реактора ВВР-М в Гатчине, были получены первые экспериментальные результаты [41, 42] по наблюдению новых эффектов

при дифракции. На реакторе HFR в Гренобле на интенсивном пучке холодных нейтронов [19] был проведен тестовый эксперимент по выяснению статистической чувствительности метода. Результаты свидетельствуют, что, в принципе, по чувствительности дифракционный метод поиска ЭДМ нейтрона не уступает магниторезонансному методу, использующему ультрахолодные нейтроны.

6.9.4 Экспериментальное наблюдение эффекта задержки дифрагирующего нейтрона в кристалле

Как уже было отмечено, ряд наблюдаемых при динамической дифракции явлений, в том числе эффекты, обусловленные ЭДМ нейтрона [1]–[4], [18], определяются не полной скоростью нейтрона v , а ее составляющей вдоль кристаллографических плоскостей $v_{\parallel} = v \cos \theta_B$. В частности, при переходе к углам дифракции, близким к $\pi/2$, резко возрастает время пребывания нейтрона в кристалле $\tau_L = L/(v \cos \theta_B) \approx \approx L/[v(\pi/2 - \theta_B)]$, где L — толщина кристалла, что позволяет увеличить чувствительность дифракционного метода к ЭДМ нейтрона по крайней мере на порядок. На это обстоятельство впервые было указано в работе [4]. Таким образом (см. [1]–[4], [18]) для углов Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$, величина² $E\tau$ может быть того же порядка, что и для метода УХН, несмотря на то что время хранения (~ 100 с) в методе, использующем УХН, существенно больше, чем время пролета нейтрона через кристалл³.

На реакторе ВВР-М ПИЯФ в Гатчине впервые было проведено экспериментальное изучение дифракции нейтронов по Лауэ в толстом ($L \approx 3, 5$ см) кристалле на прямом продифрагировавшем пучке [41], см. также [1]–[3]. Исследовалась дифракция на системе плоскостей (110) α -кварца.

Схема экспериментальной установки для измерения времени пребывания нейтрона в кристалле приведена на рис. 6.23. Нейтронный пучок дифрагирует на кристалле α -кварца с отражающими плоско-

²Чувствительность к ЭДМ нейтрона определяется величиной $1/E\tau\sqrt{N}$, где N — полное число накопленных событий.

³Пути дальнейшего прогресса метода УХН обсуждаются в [43].

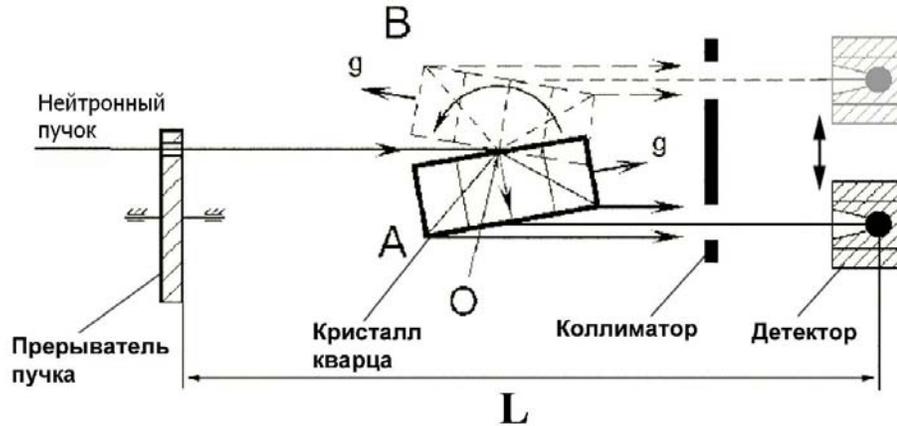


Рис. 6.23. Схема экспериментальной установки для времяпролетных измерений. Размеры монокристалла α -кварца — $14 \times 14 \times 3,5 \text{ см}^3$. **A** и **B** — два положения кристалла, соответствующие одинаковому значению угла Брэгга. **g** — вектор обратной решетки плоскости (110), **L** — времяпролетная база

стями (110), нормальными большой грани кристалла, и регистрируется детектором. Поскольку падающий пучок нейтронов, сформированный нейтроноводом, содержит достаточно широкий спектр длин волн, в прямой продифрагировавший пучок могут давать вклад нейтроны разных энергий (длин волн), испытавших дифракцию на нескольких других отражающих плоскостях. Для того, чтобы выделить нейтроны определенной длины волны, продифрагировавшие на интересующей нас системе плоскостей, использовалась времяпролетная методика. Для этого перед кристаллом помещался механический прерыватель пучка („chopper“), формирующий импульсы нейтронов длительностью $\sim 75 \text{ мкс}$ с частотой 25 Гц.

Типичный времяпролетный спектр приведен на рис. 6.24. На рисунке хорошо видны пики, соответствующие отражениям от разных систем кристаллографических плоскостей.

Поскольку кристалл расположен между прерывателем пучка и детектором нейтронов, то полное время пролета дифрагирующего нейтрона с длиной волны $\lambda = 2d \sin \theta_B$ (для плоскости (110) α -кварца $d = 2,4564 \text{ \AA}$) будет равно

$$\tau_f = \tau_l + \tau_L, \quad (6.97)$$

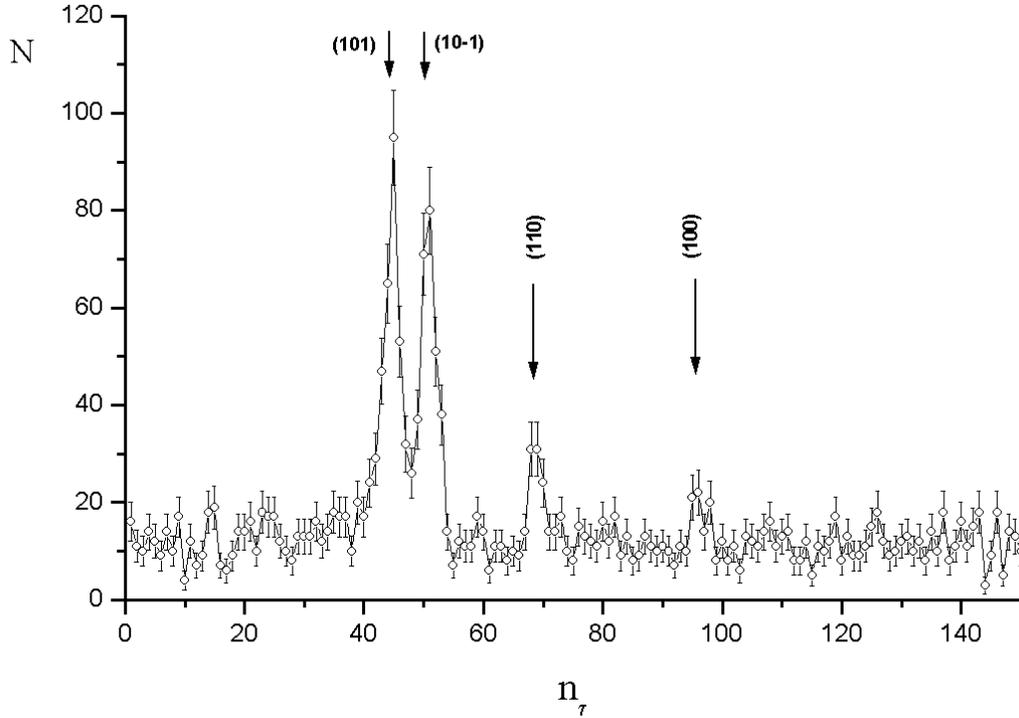


Рис. 6.24. Времяпролетный спектр нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, при угле Брэгга $\theta_B = 75^\circ$. n_7 — номер временного канала. Ширина одного временного канала $\simeq 51,2$ мкс. N — число накопленных событий. Время накопления спектра — 5 часов

где τ_l — время пролета нейтроном расстояния l , τ_L — время пребывания нейтрона в кристалле толщиной L при угле дифракции равном θ_B .

$$\tau_l = \frac{l}{v} = \frac{m}{2\pi\hbar} l \lambda = \frac{dm}{\hbar\pi} l \sin \theta_B, \quad (6.98)$$

$$\tau_L = \frac{L}{v \cos \theta_B} = \frac{m}{2\pi\hbar} \frac{L\lambda}{\cos \theta_B} = \frac{dm}{\hbar\pi} L \operatorname{tg} \theta_B. \quad (6.99)$$

Из формул (6.98), (6.99) видно, что время пребывания нейтрона в кристалле τ_L зависит от угла Брэгга как $\operatorname{tg} \theta_B$, а время пролета τ_l как $\sin \theta_B$. При приближении θ_B к 90° τ_L может давать весьма существенный вклад в полное время пролета нейтронов τ_f , поскольку $\tau_L/\tau_l \simeq L/[l(\pi/2 - \theta_B)]$.

Зависимость от угла Брэгга времени пролета нейтронов, продифрагировавших на плоскости (110) в направлении прямого пучка, приве-

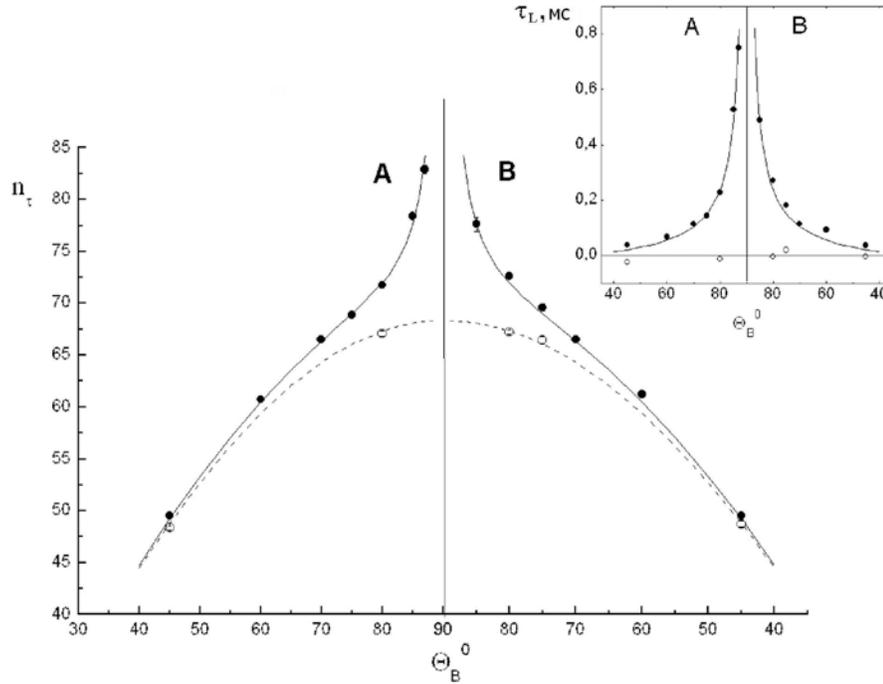


Рис. 6.25. Зависимость времени пролета нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, от угла Брэгга

дена на рис. 6.25. Сплошная линия — теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (6.97). Пунктирная кривая — зависимость τ_l (см. (6.98)) от угла Брэгга. Видно, что экспериментальные значения (заштрихованные точки) хорошо ложатся на теоретическую зависимость.

Для контроля наблюдаемого эффекта временной задержки нейтрона в кристалле, прерыватель пучка устанавливался в промежутке между кристаллом и детектором. В этом случае задержка нейтрона в кристалле не дает вклада в измеряемую величину, и положение линии от (110) отражения должно совпадать с пунктирной кривой (с учетом разной времяпролетной базы для двух положений прерывателя пучка), что и наблюдалось экспериментально (незакрашенные точки).

На вставке в рис. 6.25 для большей наглядности приведены теоретическая и экспериментальная зависимости τ_L от угла Брэгга.

Таким образом, было экспериментально доказано, что при дифракции по Лауэ время пребывания нейтрона в кристалле определяется

не полной скоростью нейтронов v , а ее составляющей, направленной вдоль кристаллографических плоскостей v_{\parallel} , и может быть увеличено более чем на порядок при приближении угла Брэгга к 90° . В частности, при $\theta_B = 87^\circ$ $\tau_L = (0, 90 \pm 0, 02)$ мс, что соответствует $v_{\parallel} = (39 \pm 1)$ м/с при скорости падающего на кристалл нейтрона $v = 808$ м/с.

6.9.5 Экспериментальное наблюдение эффекта деполяризации нейтронов. Измерение электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон

Итак, мы показали, что в случае дифракции по Лауэ поляризация пучков нейтронов (прямого и отраженного), продифрагировавших на кристалле определенной толщины (например, 3,5 см для дифракции на системе плоскостей (110) α -кварца), обращается в нуль, если начальная поляризация падающих нейтронов была направлена перпендикулярно швингеровскому полю \mathbf{H}_g^S , тогда как для начальной поляризации, параллельной \mathbf{H}_g^S , продифрагировавшие нейтронные пучки остаются полностью поляризованными. Для того чтобы детально изучить этот эффект, были проведены измерения поляризации продифрагировавших нейтронов при различных ориентациях их начального спина относительно направления швингеровского поля. Измерения проводились на прямом продифрагировавшем пучке нейтронов.

Схема экспериментальной установки, размещенной на том же горизонтальном канале реактора ВВР-М, что и предыдущая, приведена на рис. 6.26. Дифракция нейтронов происходила на системе плоскостей (110) специальным образом вырезанного и ориентированного кристалла α -кварца размерами $14,0 \times 14,0 \times 3,5$ см³ [42], см. также [1]–[3].

Вектор поляризации нейтронного пучка после прохождения поляризатора (2) и фильтра (3) катушкой (4) адиабатически ориентируется вдоль направления \mathbf{H}_g^S , затем поворачивается на угол α трехкоординатной катушкой (5). После прохождения кристалла, если бы он не влиял на ориентацию спина, вектор поляризации катушкой (8) восстанавливался бы в прежнем направлении вдоль оси \mathbf{H}_g^S . Поворот на угол α можно было осуществлять вокруг любой оси, перпендикулярной вектору \mathbf{H}_g^S .

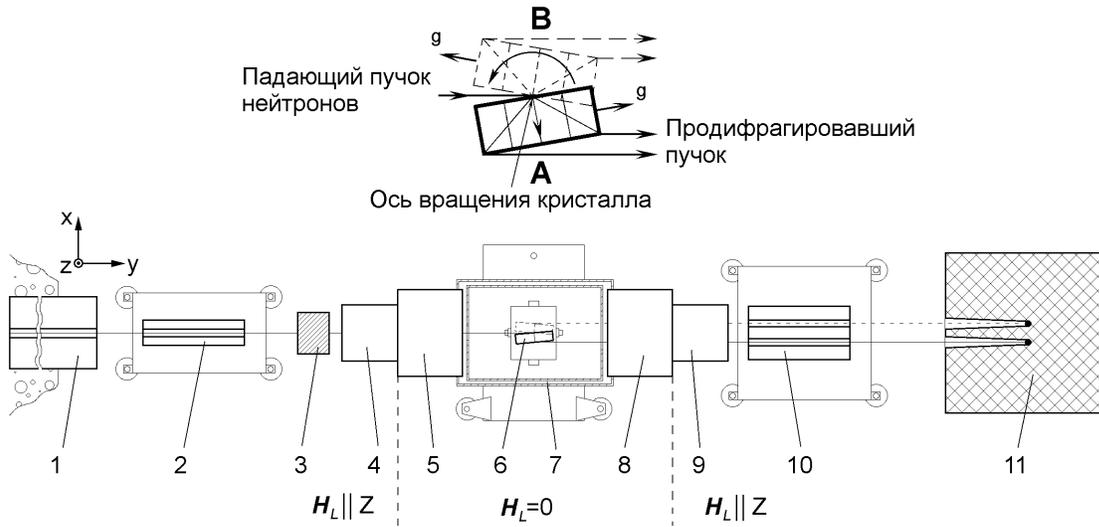


Рис. 6.26. Схема экспериментальной установки для наблюдения эффекта деполаризации. **1** — внутриканальный нейтроновод, **2** — многощелевой нейтроновод-поляризатор, **3** — фильтр BeO толщиной 120 мм, **4,9** — спин-ориентирующие катушки, **5,8** — вращающие 3-координатные катушки, **6** — монокристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3,47 \text{ см}^3$, **7** — магнитный экран, **10** — двойной многощелевой нейтроновод-анализатор, **11** — детекторы нейтронов. **A** и **B** — два положения кристалла, соответствующие одному значению угла Брэгга. **g** — вектор обратной решетки плоскости (110), H_L — ведущее магнитное поле

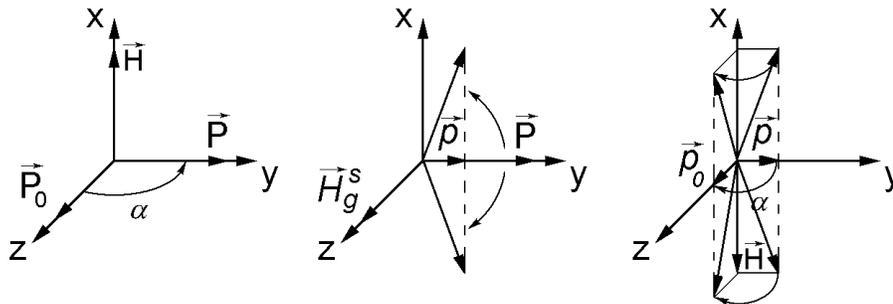


Рис. 6.27. Схематичное изображение поведения вектора поляризации нейтрона при прохождении через экспериментальную установку для случая $\alpha = 90^\circ$

Для наглядности на рис. 6.27 изображено поведение вектора поляризации для случая $\alpha = 90^\circ$. На рис. 6.26, 6.27 используется одна и та же система координат (X, Y, Z) . Для наблюдения эффекта деполяризации продифрагировавшего нейтронного пучка изучалась зависимость от угла α скорости счета в детекторах (11) после анализатора (10), пропускающего нейтроны только с поляризацией, параллельной \mathbf{H}_g^S . Описанная процедура измерений аналогична методике спинового эхо, широко применяемой в нейтронных исследованиях конденсированного состояния вещества.

Из времяпролетного спектра продифрагировавшего пучка хорошо видно (см. рис. 6.24), что в прямой дифракционный пучок дают вклад нейтроны, продифрагировавшие не только на интересующей нас системе плоскостей, но и на некоторых других системах с нулевым межплоскостным электрическим полем (для которых эффект деполяризации отсутствует). Для уменьшения вклада от этих фоновых отражений в пучок нейтронов до кристалла помещался поликристаллический фильтр из ВеО толщиной 120 мм (3), пропускающий нейтроны с длиной волны $\lambda > 4,7 \text{ \AA}$. С таким фильтром вклад в прямой дифракционный пучок нейтронов от фоновых отражений оценивался как $\simeq (20 \pm 10)\%$ от интенсивности пучка, продифрагировавшего на рабочей плоскости (110). Неопределенность этого вклада приводит к появлению систематической погрешности у измеряемой величины.

Скорости счета N^\pm нейтронов (с проекциями спина по и против направления оси квантования Z) в детекторе после анализатора поляризации (пропускающем нейтроны только с заданной проекцией спина) определяются как

$$N^+ = N_0(1 + P_Z), \quad N^- = N_0(1 - P_Z), \quad (6.100)$$

где P_Z — проекция поляризации пучка на ось Z (по определению $P_Z = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-)$; $N_0 = (N^+ + N^-)/2$).

Если в кристалле происходит поворот спина нейтрона на углы $\pm \Delta\phi_0^S$ для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, то зависимость от угла α проекции (на направление \mathbf{H}_g^S) поляризации P_Z нейтронного пучка после кристалла будет выглядеть следующим образом:

$$P_Z = P_0(\cos \Delta\phi_0^S \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha), \quad (6.101)$$

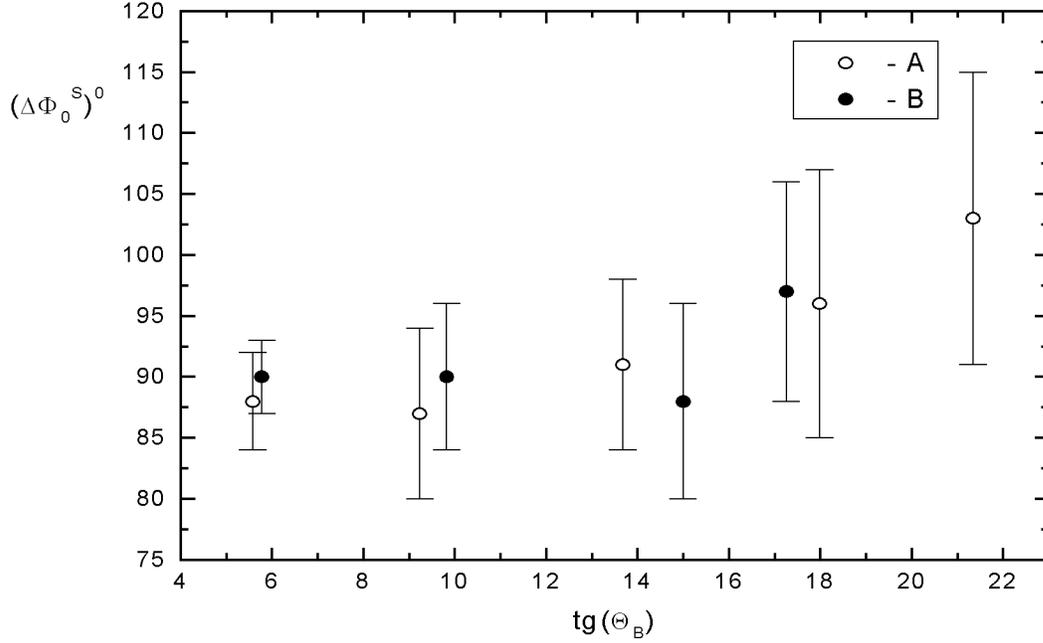


Рис. 6.29. Зависимость угла поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия $\Delta\phi_0^S$ от тангенса угла Брэгга. **A** и **B** — два положения кристалла (см. рис. 6.26)

но получить величину внутрикристаллического электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$E_{(110)} = (2, 24 \pm 0, 05(0, 20))10^8 \text{ В/см}, \quad (6.102)$$

в скобках указана систематическая погрешность, обусловленная неопределенностью вклада фоновых отражений.

Приведенное значение электрического поля согласуется в пределах погрешности с величиной, измеренной по сдвигу фазы маятниковой картины при перевороте спина налетающего нейтрона при угле Брэгга $\theta_B \simeq 25^\circ$ [8], что является подтверждением того, что, по крайней мере, до $\theta_B = 87^\circ$, т.е. при $1/(\pi/2 - \theta_B) \simeq 20$, электрическое поле остается неизменным, и при таком угле дифракции чувствительность метода к ЭДМ нейтрона возрастает приблизительно в двадцать раз (по сравнению с $\theta_B = 45^\circ$).

Из экспериментальных значений времени пребывания нейтрона в кристалле τ и действующего на нейтрон электрического поля E при

угле Брэгга $\theta_B = 87^\circ$ следует, что величина $E\tau$, определяющая чувствительность метода, равна $E\tau \approx 0,2 \cdot 10^6 \text{ В}\cdot\text{с}/\text{см}$. Она сравнима с соответствующей величиной для метода УХН ($\approx 0,6 \cdot 10^6 \text{ В}\cdot\text{с}/\text{см}$) и существенно превосходит величину, достигнутую в известном дифракционном эксперименте Шалла и Натанса ($\approx 0,2 \cdot 10^3 \text{ В}\cdot\text{с}/\text{см}$) [24]. Заметим, что из проведенных измерений уже следует оценка для ЭДМ нейтрона $D < 10^{-22} \text{ е}\cdot\text{см}$, что даже несколько лучше, чем результат, полученный в работе [24], см. ниже.

6.9.6 Статистическая чувствительность дифракционного метода поиска ЭДМ нейтрона

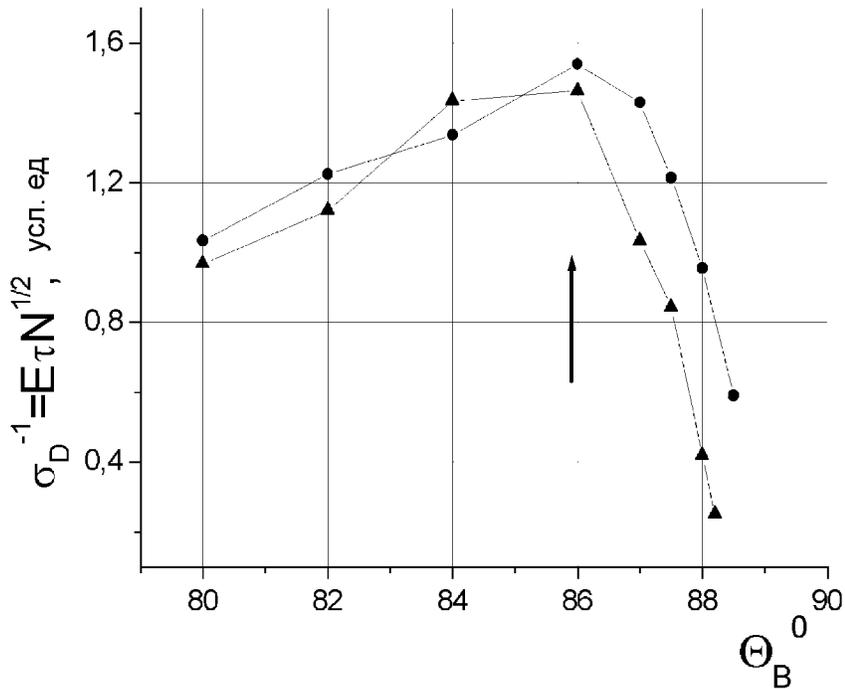


Рис. 6.30. Зависимость статистической чувствительности метода к ЭДМ нейтрона от угла дифракции. Две кривые соответствуют двум симметричным, относительно пучка нейтронов, положениям кристалла, имеющим одинаковый угол дифракции

В 2002 г. на холодном пучке нейтронов реактора ИЛЛ (Гренобль, Франция) был проведен тестовый эксперимент [19] по изучению статистической чувствительности кристалл-дифракционного метода к ЭДМ

нейтрона (измерялась величина $\tau\sqrt{N}$). Исследования проведены на специально изготовленном в ПИЯФ монокристалле кварца с размерами $14,0 \times 14,0 \times 3,5$ см³ вплоть до угла дифракции, равного $88,5^\circ$. При этом угле измеренная эффективная скорость распространения нейтрона в кристалле оказалась равной ≈ 20 м/с, в то время как скорость налетающего нейтрона была 810 м/с.

Показано, что при угле дифракции равном 86° достигается максимум по чувствительности к ЭДМ нейтрона (см рис. 6.30), соответствующий ошибке $\sigma(D) \sim (3 \div 6) \cdot 10^{-25}$ е·см за сутки для интенсивности существующего пучка холодных нейтронов PF1В реактора ИЛЛ и имеющегося в наличии кристалла кварца. Таким образом, по чувствительности дифракционный метод поиска ЭДМ нейтрона может вполне конкурировать с магниторезонансным методом, использующем УХН.

6.10 Дифракционный эксперимент Шалла и Натанса по измерению ЭДМ нейтрона

Из (6.40), (6.41) или (6.63), (6.64) нетрудно видеть, что при выполнении условия Брэгга интенсивность отраженного от тонкого кристалла (т.е. $L \ll \xi_g$) продифрагировавшего пучка нейтронов (коэффициент отражения системы плоскостей) есть:

$$\begin{aligned} I_g &= \left(\frac{\pi L}{\xi_g} \right)^2 = \left(\frac{|V_g|}{\hbar} \cdot \frac{L}{v_{\parallel}} \right)^2 = \left(\frac{mL}{\hbar k_{\parallel}} \right)^2 \frac{|V_g|^2}{\hbar^2} = \\ &= |F_g|^2 \left(\frac{2\pi L N_c}{k_{\parallel}} \right)^2 = |F_g|^2 \left(\frac{\lambda D}{\Omega_c \cos \theta} \right)^2, \end{aligned} \quad (6.103)$$

где Ω_c — объем элементарной ячейки кристалла. Здесь использована связь V_g со структурной амплитудой F_g : $V_g = (2\pi\hbar^2/m)N_c F_g$.

Из (6.16) следует, что для центросимметричного кристалла амплитуда V_g гармоники периодического потенциала взаимодействия с нейтроном имеет вид ($\phi_g^N = \phi_g^E = \Delta\phi_g = 0$)

$$V_g = \left[v_g^N + i v_g^E \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\} \right], \quad (6.104)$$

откуда следует, что электромагнитная добавка к ядерной амплитуде V_g^N чисто мнимая и равна

$$V_g^{EM} = iv_g^E \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\} \equiv i\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_{eff}. \quad (6.105)$$

Если амплитуда ядерного рассеяния и, соответственно, величина V_g^N вещественны, то интенсивность рассеянной кристаллом волны пропорциональна

$$I_g \sim |V_g^N + i\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_{eff}|^2 = |V_g^N|^2 + |\mathbf{E}_{eff}|^2.$$

Это выражение не зависит от направления спина и квадратично содержит и так очень малую, по сравнению с ядерной, электромагнитную часть взаимодействия. Интерференция ядерной и электромагнитной амплитуд в этом случае отсутствует. Для появления интерференции этих амплитуд необходимо, чтобы либо амплитуда ядерного рассеяния содержала мнимую часть, что бывает в случае поглощающего кристалла, либо электромагнитная амплитуда содержала дополнительную фазу, что и возникает в нецентросимметричном кристалле. Тогда появляется линейное по электромагнитному взаимодействию (соответственно, и по спину нейтрона) интерференционное слагаемое в интенсивности рассеянной волны, а следовательно, эффект зависимости этой интенсивности от ориентации спина нейтрона относительно кристалла.

Именно за счет такой интерференции Шаллу в 1963 г. удалось наблюдать швингеровское рассеяние нейтронов с энергией 0,073 эВ ($\lambda = 1,06 \text{ \AA}$) при дифракционном отражении от систем плоскостей (110) и (220) слабо поглощающего кристалла ванадия [12].

В этом случае интенсивность будет определяться:

$$I_g \sim |V_g'^N|^2 + |(V_g''N + \boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_{eff})|^2 = |V_g'^N|^2 + |\mathbf{E}_{eff}|^2 + 2V_g''N \boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_{eff},$$

где $V_g'^N$, $V_g''N$ — соответственно вещественная и мнимая части амплитуды V_g^N . Таким образом, для поглощающего кристалла электромагнитное взаимодействие входит линейным образом в интенсивность рассеянных нейтронов. Появляется ее зависимость от ориентации спина. Это — результат интерференции ядерной и электромагнитной (швингеровской и связанной с ЭДМ) амплитуд. Для непоглощающего и цен-

тросимметричного кристалла такая интерференция отсутствует, поэтому в таких случаях при дифракции эти амплитуды не учитываются из-за малости вклада.

Для относительного изменения интенсивности дифрагированного пучка нейтронов при перевороте спина нетрудно получить:

$$\frac{\Delta I_g}{I} = \frac{4V_g''^N E_{eff}}{|V_g'^N|^2 + |V_g''^N|^2} = \frac{4a'_N f_g^{EM}}{a_N^2 + a_N'^2}, \quad (6.106)$$

где a_N, a'_N — вещественная и мнимая части ядерной амплитуды рассеяния, $i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})f_g^{EM}$ — чисто мнимая электромагнитная амплитуда рассеяния (швингеровская либо за счет ЭДМ). Здесь мы пренебрегли несущественной квадратичной частью электромагнитного взаимодействия. Используя выражения (6.3), (6.6) и (6.16), швингеровскую амплитуду рассеяния (при $\Delta\phi_g = 0$) можно представить в виде:

$$f_g^S = i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})f^E(g) \left(\frac{\mu_n g v_{\parallel}}{ec} \right) \equiv i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})\gamma \operatorname{ctg}\theta_B,$$

где \mathbf{n} — единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния, $\gamma = \tilde{\mu}_n r_n (Z - f_c(g))/2$, $\tilde{\mu}_n$ — магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах $\tilde{\mu}_n = \mu_n/\mu_N$. Для кристалла ванадия, использованного в работе Шалла [12], эти амплитуды были следующие: $a_V = -0,048 \times 10^{-12}$ см, $a'_V = 0,00038 \cdot 10^{-12}$ см, $\gamma \operatorname{ctg}\theta_B = -0,0039 \cdot 10^{-12}$ см.

Если спин нейтрона ориентировать точно по направлению вектора обратной решетки \mathbf{g} , то вклад в изменение интенсивности дифрагированного пучка даст только слагаемое в E_{eff} , обусловленное наличием ЭДМ. Таким способом Шалл и Натанс в 1967 г. [24] провели эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона на поглощающем центросимметричном кристалле CdS. Для двухатомного кристалла в выражении (6.106) нужно подставлять уже структурные амплитуды, вместо обычных. Амплитуда, связанная с рассеянием нейтрона за счет ЭДМ на атоме, запишется в виде (см. опять (6.3), (6.6) и (6.16))

$$f_g^D = i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})f^E(g)d = i(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n})r_n \frac{Z - f_c(g)}{\sin\theta_B} \frac{c}{v} \frac{d}{\lambda_{cn}},$$

где $D = ed$.

Швингеровское взаимодействие в этом случае будет давать ложный эффект, связанный с неточностью ориентации спина относительно \mathbf{g} . Для компенсации этого ложного эффекта используется тот факт, что швингеровская амплитуда (и соответственно эффект) меняет знак при изменении направления скорости нейтрона, а взаимодействие, обусловленное ЭДМ нейтрона, от скорости не зависит. Поэтому, переворачивая установку на угол 180° определенным образом, можно нейтроны заставить двигаться относительно установки в противоположном направлении и измерить эффект изменения интенсивности при перевороте спина для двух направлений движения нейтронов. Вычитая и складывая результаты измерений, в одном случае получим эффект от ЭДМ, в другом — эффект от швингеровского взаимодействия. Чем меньше реальная часть ядерного рассеяния, тем больше эффект.

В работе Шалла и Натанса выбран монокристалл CdS потому, что для него существуют плоскости, для которых вклады в структурную амплитуду от кадмия и серы частично скомпенсированы:

$$F_{CdS}^2 = (a_{Cd} - a_S)^2 + a'_{Cd}{}^2.$$

Величины длин рассеяния для кадмия и серы — $a_{Cd} = 0,37 \cdot 10^{-12}$ см, $a_S = 0,28 \cdot 10^{-12}$ см, $a'_{Cd} = 0,16 \cdot 10^{-12}$ см, поглощение в сере пренебрежимо мало: $a'_S \sim 10^{-16}$ см. Конечный результат измерения ЭДМ нейтрона в этой работе таков:

$$D < 5 \cdot 10^{-22} \text{ е.см.}$$

Это был лучший результат для того времени.

6.11 Нейтронный интерферометр

Трехкристальный интерферометр в форме, изображенной на рис. 6.31, был впервые предложен Бонзе и Хартом [44] для рентгеновских лучей. В работе [45] Раухом, Треймером и Бонзе было показано, что его можно использовать и как нейтронный интерферометр.

Он представляет из себя вырезанные из цельного монокристалла три пластины, соединенные общим основанием. На каждой из трех

монокристаллических пластин происходит дифракция нейтронов по Лауэ. Пусть на первый кристалл падает монохроматический пучок нейтронов. На нем пучок расщепляется на два. И пусть толщины L пластин таковы, что для данной длины волны нейтронов после каждого кристалла $I_0 = I_g$. На втором кристалле дифрагируют как прямой, так и отраженный от рабочих кристаллографических плоскостей пучки, продифрагировавшие на первом кристалле. После второго кристалла отраженные от плоскостей пучки собираются вместе (соответствующие прямые пучки в зависимости от геометрии уходят за пределы интерферометра либо поглощаются в тонком слое поглотителя) и падают на третий кристалл. При таком выборе толщин L на третий кристалл будет падать следующая когерентная суперпозиция волн с одинаковыми амплитудами и отличающимися на вектор g волновыми векторами (ось z направим параллельно плоскостям):

$$e^{ikr} + e^{i(k+g)r} = 2 \cos \frac{gr}{2} e^{ik_z z}.$$

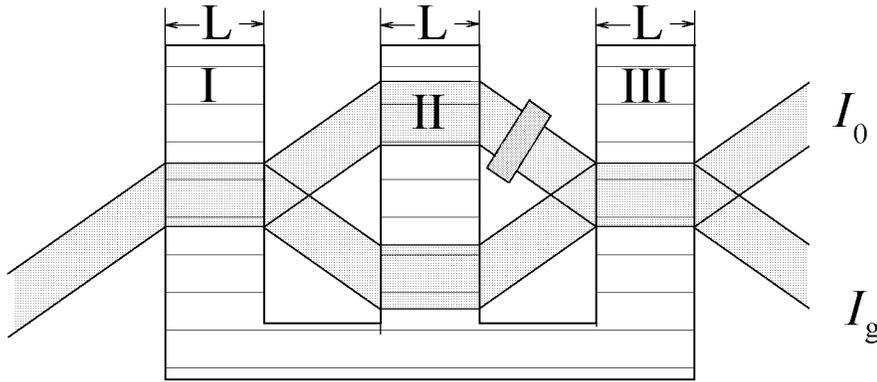


Рис. 6.31. Схема Ш-образного интерферометра, вырезанного из одного куска монокристалла

Такая волна, когда входит в 3-й кристалл, попадает своими максимумами плотности точно на максимумы потенциала, т.е. будет внутри кристалла распространяться вдоль плоскостей с волновым вектором $k_z^{(1)}$. Если теперь в одно плечо введем сдвиг фазы (поставим кусок вещества, например крыло мухи, как было в одном из экспериментов), то максимумы плотности волновой функции сместятся:

$$e^{ikr} + e^{i(k+g)r+i\varphi} = e^{i\varphi/2+ik_z z} (e^{-igr/2-i\varphi/2} + e^{igr/2+i\varphi/2}) =$$

$$\begin{aligned}
 &= 2 \cos \left(\frac{\mathbf{gr} + \varphi}{2} \right) e^{ik_z z + i\varphi/2} = \\
 &= 2 \left\{ \cos \frac{\mathbf{gr}}{2} \cos \frac{\varphi}{2} - \sin \frac{\mathbf{gr}}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \right\} e^{ik_z z + i\varphi/2}.
 \end{aligned}$$

Но такая волна есть суперпозиция волн разных типов (1) и (2), которые, попав в 3-й кристалл, будут распространяться в нем с разными волновыми векторами, $k_z^{(1)}$ и $k_z^{(2)}$. В результате, на выходе из 3-го кристалла получим:

$$\begin{aligned}
 &2 \left(\cos \frac{\mathbf{gr}}{2} \cos \frac{\varphi}{2} e^{ik_z^{(1)} z} + \sin \frac{\mathbf{gr}}{2} \sin \frac{\varphi}{2} e^{ik_z^{(2)} z} \right) = \\
 &= \cos \frac{\varphi}{2} \left(e^{i\mathbf{k}^{(1)} \mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}) \mathbf{r}} \right) + i \sin \frac{\varphi}{2} \left(e^{i\mathbf{k}^{(2)} \mathbf{r}} - e^{i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}) \mathbf{r}} \right) = \\
 &= e^{i\mathbf{K} \mathbf{r}} \left[\cos \frac{\varphi}{2} e^{-i\frac{\Delta \mathbf{k}}{2} L} + i \sin \frac{\varphi}{2} e^{i\frac{\Delta \mathbf{k}}{2} L} \right] + \\
 &+ e^{i(\mathbf{K} + \mathbf{g}) \mathbf{r}} \left[\cos \frac{\varphi}{2} e^{-i\frac{\Delta \mathbf{k}}{2} L} - i \sin \frac{\varphi}{2} e^{i\frac{\Delta \mathbf{k}}{2} L} \right],
 \end{aligned}$$

где $(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{k}^{(2)})/2 = \mathbf{K}$, $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}$. Таким образом, для интенсивности, например прямого пучка, будем иметь

$$I_0 = 1 + 2 \operatorname{Re} \left(\cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} i e^{i\Delta k L} \right) = 1 - \sin \varphi \sin \Delta k L. \quad (6.107)$$

Аналогично

$$I_g = 1 + \sin \varphi \sin \Delta k L, \quad (6.108)$$

т.е. происходит перекачка из прямого в отраженный (или наоборот, в зависимости от знака φ) пучок. В результате, например, некоторой асимметрии плеч интерферометра, в прямой или отраженной волнах может появиться излишек интенсивностей, тогда можно написать:

$$I_0 = I(1 - \sin \varphi), \quad I_g = I_1 + I \sin \varphi, \quad (6.109)$$

где $I_1 = I + \Delta I$.

6.11.1 Опыты Рауха и Вернера по наблюдению спинорного характера вращения спина в магнитном поле

Поместим в одно из плеч интерферометра на пути нейтронов катушку с током, создающим магнитное поле внутри катушки. Появится дополнительное взаимодействие нейтрона с этим полем: $V = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}$. Волновой вектор нейтрона в поле в зависимости от ориентации спина (по или против поля) станет равным

$$\begin{aligned} k_B &= \sqrt{\frac{2m(E - V)}{\hbar}} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{E}\right) = \\ &= k_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{E}\right) = k_0 \pm \frac{\mu B m}{\hbar^2 k_0} = k_0 \pm \Delta k_0, \end{aligned}$$

так что волновая функция нейтрона со спином, первоначально направленным перпендикулярно полю, будет иметь вид

$$\psi = e^{ik_0 z} \begin{pmatrix} e^{i\Delta k_0 l} \\ e^{-i\Delta k_0 l} \end{pmatrix} = e^{ik_0 z} \begin{pmatrix} e^{i\varphi_B/2} \\ e^{-i\varphi_B/2} \end{pmatrix},$$

где φ_B — угол поворота спина нейтрона в магнитном поле, равный

$$\varphi_B = 2\Delta k_0 l = \frac{2\mu_n B m}{\hbar^2 k_0} l, \quad (6.110)$$

или

$$\varphi_B = \omega_0 \tau = \frac{2\mu_n B l}{\hbar} \frac{1}{v}, \quad (6.111)$$

где $v = \hbar k/m$. Но изменение фазы нейтронной волны с проекцией спина, например, по полю (по сравнению с пучком в другом плече интерферометра) происходит на $\varphi_B/2$.

В результате, интенсивность прямого пучка I_0 с поляризацией, направленной по полю, за интерферометром будет равна

$$I_0^\uparrow = I^\uparrow [1 - \sin(\Delta k_0 l)] = I^\uparrow \left[1 - \sin\left(\frac{\mu_n B l}{\hbar v}\right)\right].$$

Она осциллирует с изменением как толщины l катушки, так и величины поля B . Причем, как видно из выражения, частота этих осцилляций в два раза меньше угловой скорости прецессии спина. В эксперименте изменялась величина B . Видно, что период изменения интенсивности в два раза больше периода полного оборота спина. Чтобы

интенсивность пришла к первоначальному значению, нужно φ изменить на 4π , т.е. спин должен повернуться на два полных оборота. Это явление отражает спинорную природу спина нейтрона. И оно было подтверждено в этом эксперименте (опыт Рауха и др. [37]).

Более поучителен посвященный изучению того же эффекта опыт Вернера и др. [38], поставленный на неполяризованных нейтронах.

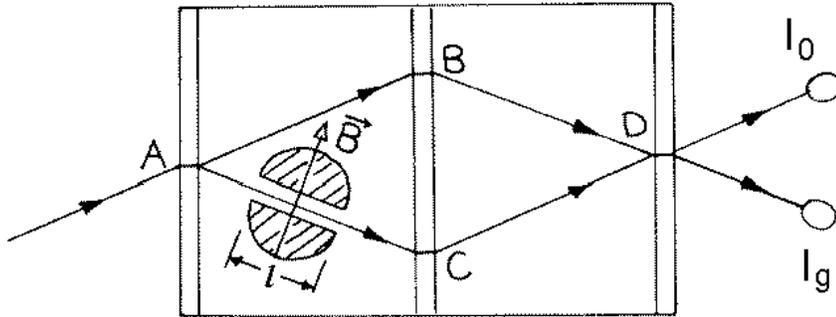


Рис. 6.32. Схема опыта [38] по доказательству спинорной природы спина нейтрона. В одном из плеч интерферометра на пути АС нейтрон движется в магнитном поле (от 0 до 500 Гс) на пути $l \sim 2$ см

Авторы обратили внимание на то, что выражение для интенсивности пучков после интерферометра, в одном из плеч которого находится устройство с магнитным полем (рис. 6.32), для неполяризованных нейтронов в общем случае нужно записывать следующим образом:

$$I_g = I_g(\uparrow) + I_g(\downarrow) =$$

$$= \left[\frac{1}{2}I_1 + \frac{1}{2}I \cos\left(\delta + \frac{\varphi_B}{2}\right) \right] + \frac{1}{2}I_1 + \frac{1}{2}I \cos\left(\delta - \frac{\varphi_B}{2}\right) = I_1 + I \cos \frac{\varphi_B}{2} \cos \delta,$$

$$I_0 = I - \frac{1}{2}I \cos\left(\delta + \frac{\varphi_B}{2}\right) - \frac{1}{2}I \cos\left(\delta - \frac{\varphi_B}{2}\right) = I\left(1 - \cos \frac{\varphi_B}{2} \cos \delta\right),$$

где $I_g(\uparrow)$, $I_g(\downarrow)$ — интенсивности пучков нейтронов с проекциями спина по и против поля, соответственно, δ — некоторая остаточная разность фаз, которая по тем или иным причинам (вплоть до гравитации) всегда имеется между плечами интерферометра (заметим, что если случайно окажется $\delta = \pi/2, 3\pi/2 \dots$, то наличие магнитного поля не будет влиять на интенсивности, и эффект будет отсутствовать).

В результате, вращение спинов в магнитном поле и для неполяризованных нейтронов должно приводить к осцилляциям интенсивности с удвоенным периодом, т.е. интенсивности пучков после интерферометра будут приходить к первоначальному значению после поворота спинов в одном из плеч интерферометра на угол 4π .

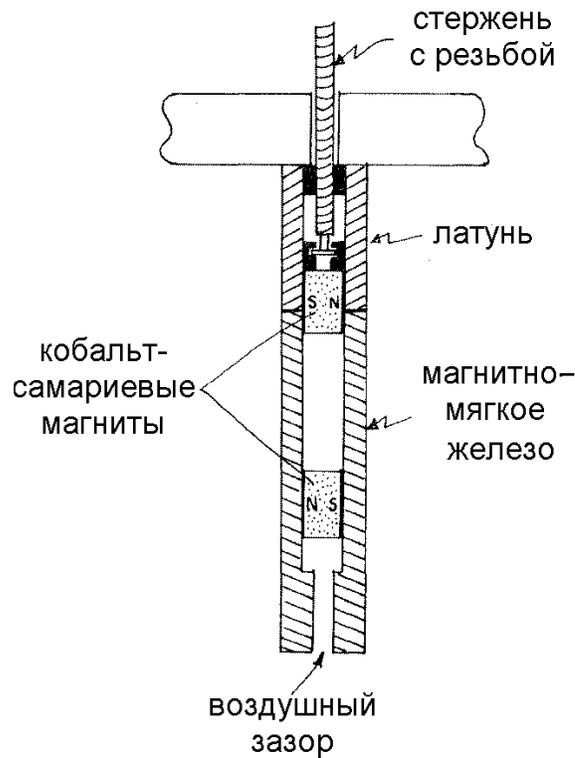


Рис. 6.33. Конструкция магнита с изменяемым магнитным полем B_{GAP} в воздушном зазоре [38]

Угол поворота спина можно менять, изменяя магнитное поле. Для этой цели был необходим источник изменяемого в пределах 0–500 Гс однородного (на пути ~ 2 см и по сечению пучка нейтронов $2 \times 10 \text{ мм}^2$) магнитного поля в ограниченной области пространства. Эта задача была решена путем создания сравнительно небольшого устройства (рис. 6.33), состоящего из двух постоянных кобальт-самариевых магнитов. Перемещая один из них, можно было менять расстояние между ними и, тем самым, величину поля в зазоре.

Перерепишем формулу (6.110) для угла поворота спина нейтрона в

магнитном поле φ_B в виде

$$\varphi_B = \frac{4\pi\mu_n m \lambda B l}{h^2}, \quad (6.112)$$

где $h = 2\pi\hbar$. В данном эксперименте использовался пучок неполяризованных монохроматических нейтронов с длиной волны $\lambda = 1,445 \text{ \AA}$. Изменялась величина магнитного поля B_{GAP} в зазоре магнитного устройства, в результате спин поворачивался на разные углы. Из (6.112) следует, что поворот спина на угол $\Delta\varphi_B = 2\pi$ происходит при изменении величины магнитного поля, которое определяется выражением (это — период по магнитному полю прецессии нейтрона):

$$\Delta_{rot}(Bl) = \frac{h^2}{2\mu_n m \lambda} = \frac{1272}{2 \lambda}, \quad (6.113)$$

где B измеряется в Гс, l — в см, λ — в \AA . Эффективная величина Bl для нейтрона в зависимости от поля B_{GAP} в зазоре магнитного устройства для данной конструкции равнялась $Bl = 2,7B_{GAP}$.

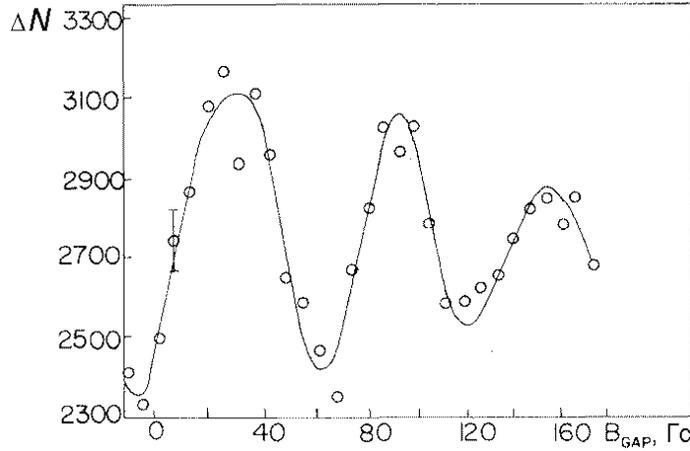


Рис. 6.34. Зависимость разности счетов $\Delta N \sim I_g - I_0$ от магнитного поля B_{GAP} в воздушном зазоре магнитного устройства [38]

Экспериментальная зависимость разности счетов $I_g - I_0$ от магнитного поля B_{GAP} приведена на рис. 6.34. Период осцилляций для указанной выше длины волны $\lambda = 1,445 \text{ \AA}$ равен: $\Delta B_{GAP} = 62 \pm 2 \text{ Гс}$. Таким образом, период осцилляций интенсивности,

$$\Delta_{osc}(Bl)_{exp} = \frac{242}{\lambda} \approx 2\Delta_{rot}(Bl), \quad (6.114)$$

в пределах ошибок⁴ оказался в два раза больше периода прецессии нейтрона, т.е. он соответствует повороту спина нейтрона на 4π и согласуется с теоретическим значением, которое следует из выражения:

$$\begin{aligned} I_g - I_0 &= \bar{I} + 2I \cos\left(\frac{\varphi_B}{2}\right) \cos \delta = \bar{I} + 2I \cos \delta \cos\left(\frac{2\pi\mu_n m \lambda B l}{h^2}\right) = \\ &= \bar{I} + 2I \cos \delta \cos\left(\frac{2\pi B l}{\Delta_{osc}(B l)}\right), \end{aligned}$$

где $\bar{I} = I_1 - I$, и

$$\Delta_{osc}(B l) = \frac{h^2}{\mu_n m \lambda} = \frac{272}{\lambda}.$$

Сравнивая с (6.113), видим, что $\Delta_{osc}(B l) = 2\Delta_{rot}(B l)$. Таким образом, этот эксперимент также подтвердил спинорную природу спина нейтрона.

⁴Основным источником ошибки здесь была ошибка измерения эффективного поля $B l$ [38].

Литература

- [1] Fedorov V.V., Voronin V.V. Diffraction and neutron optics in noncentrosymmetric crystals. New feasibility of a search for neutron EDM. Материалы XXXV Зимней школы ПИЯФ (Физика атомного ядра и элементарных частиц). СПб., 2001, с. 90–113.
- [2] Fedorov V.V., Voronin V.V. Neutron diffraction and optics in noncentrosymmetric crystals. New feasibility of a search for neutron EDM. Nucl. Instr. and Meth., **В 201** (2003) 230–242.
- [3] Федоров В.В., Воронин В.В. Динамическая дифракция и оптика нейтронов в нецентросимметричных кристаллах. Поиск ЭДМ нейтрона: новые возможности. Учебное пособие. – СПб.: Изд-во ПИЯФ, 2004.
- [4] Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G. On the search for neutron EDM using Laue diffraction by a crystal without a centre of symmetry. Preprint LNPI-1644, Leningrad, 1990. 36 p.; J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **18** (1992) 1133–1148.
- [5] Федоров В.В. О возможности поиска ЭДМ нейтрона при дифракции в нецентросимметричном кристалле. Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ (Физика элементарных частиц). Л-д, 1991, с. 65–118.
- [6] Алексеев В.Л., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. Гравитационный эффект при дифракции нейтронов на изогнутом кварцевом монокристалле. Препринт ЛИЯФ-1369, Л-д, 1988. 30 с.; ЖЭТФ, **94** (1988) 371–383.

- [7] Alexeev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G., Leushkin E.K., Rumiantsev V.L., Sumbaev O.I., Voronin V.V. Observation of a strong interplanar electric field in a dynamical diffraction of a polarized neutron. Preprint LNPI-1502, Leningrad, 1989. 14 p.; Nucl. Instr. and Meth., **A 284** (1989) 181–183.
- [8] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. Измерение сильного электрического внутрикристаллического поля в швингеровском взаимодействии дифрагирующих нейтронов. ЖЭТФ, **96** (1989) 1921–1926.
- [9] Fedorov V.V., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. Redoubled effect of a neutron spin rotation in deformed noncentrosymmetric crystal for the Bragg diffraction scheme. Письма в ЖЭТФ, **80** (2004) 675–679.
- [10] Golub R., Pendlebury G.M. The electric dipole moment of the neutron. Contemp. Phys., **13** (1972) 519–558.
- [11] Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные медленные нейтроны. – М.: Атомиздат, 1966, с. 256.
- [12] Shull S.G. Neutron spin-neutron orbit interaction with slow neutrons. Phys. Rev. Lett., **10** (1963) 297–298.
- [13] Forte M. Neutron-optical effects sensitive to P and T symmetry violation. J. Phys. G: Nucl. Phys., **9** (1983) 745–754.
- [14] Baryshevskii V.G., Cherepitsa S.V. Neutron spin precession and spin dichroism of nonmagnetic unpolarized single crystals. Phys. Stat. Sol., **b 128** (1985) 379–87.
- [15] Барышевский В.Г., Черепица С.В. Поворот спина в немагнитном неполяризованном кристалле, обусловленный наличием у нейтрона электрического дипольного момента. Изв. вузов СССР, сер. физ., **8** (1985) 110–112.

- [16] Forte M., Zeyen C.M.E. Neutron optical spin-orbit rotation in dynamical diffraction. Nucl. Instr. and Meth., **A 284** (1989) 147–150.
- [17] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Федоров В.В. Влияние ориентации спина нейтрона на дифракцию в нецентросимметричном кристалле. Препринт ЛИЯФ–1608, Л., 1990. 12 с.; Письма в ЖТФ, **21**, вып. 21 (1995) 44–49.
- [18] Федоров В.В., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Сумбаев О.И. О возможности поиска ЭДМ нейтрона по деполяризации при дифракции в кристалле без центра симметрии. Письма в ЖТФ, **21**, вып. 21 (1995) 50–55;
Федоров В.В., Воронин В.В. Новые возможности поиска ЭДМ нейтрона поляризационным методом при дифракции в кристалле без центра симметрии. Материалы Юбилейной XXX Зимней школы ПИЯФ (Физика атомного ядра и элементарных частиц). Т. 1. СПб., 1996, с. 123–164.
- [19] Fedorov V.V., Lapin E.G., Lelièvre-Berna E., Nesvizhevsky V.V., Petoukhov A.K., Semenikhin S.Yu., Soldner T., Tasset F., Voronin V.V. The Laue diffraction method of a search for neutron EDM. Experimental test of the sensitivity. Nucl. Instr. and Meth., **B 227** (2004) 11–15.
- [20] Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. – М.: Мир, 1968.
- [21] Rauch H., Petrachek D. Dynamical neutron diffraction and its application. In: Neutron diffraction, ed. by H.Duchs. Springer, Berlin, 1978, p. 303–351.
- [22] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. – М.: Мир, 1979.
- [23] Stassis C., Oberteuffer J.A. Neutron diffraction by perfect crystals. Phys. Rev., **B 10** (1974) 5192–5202.

- [24] Shull C.G., Nathans R. Search for a neutron electric dipole moment by a scattering experiment. *Phys. Rev. Lett.*, **19** (1967) 384–386.
- [25] Александров Ю.А., Балагуров А.М., Малишевски Э., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н., Холас Я. Определение ядерных амплитуд рассеяния изотопов вольфрама нейтронографическим методом. *ЯФ*, **10** (1969) 328–335;
Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. – М.: Энергоиздат, 1982, с. 74–76.
- [26] Александров Ю.А. О возможности улучшения экспериментальной оценки электрического дипольного момента нейтрона. Препринт ОИЯИ РЗ-12747, Дубна, 1979. 6 с.
- [27] Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Вращение спина нейтрона при прохождении через нецентросимметричный монокристалл. Письма в *ЖЭТФ*, **74** (2001) 279–282.
- [28] Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Y., Voronin V.V. The effect of cold neutron spin rotation at passage through a noncentrosymmetric crystal. *Appl. Phys.*, **A 74** (2002) [Suppl. 1], s91–s93.
- [29] Zachariasen W.H. *Theory of X-ray diffraction in crystals*. – N.Y., Wiley, 1945.
- [30] Batterman B.W., Cole H. Dynamical diffraction of X-ray by perfect crystals. *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964) 681–717.
- [31] Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. – М.: Наука, 1974.
- [32] Каули Дж. *Физика дифракции*. – М.: Мир, 1979.
- [33] Goldberger M.L., Seitz F. Theory of the refraction and the diffraction of neutrons by crystals. *Phys. Rev.*, **71** (1947) 294–310.
- [34] Малеев С.В. О трехмерном обобщении модели Кронига–Пенни. *ФТТ*, **7** (1965) 2990–2994.

- [35] Shull C.G. Observation of Pendellösung fringe structure in neutron diffraction. *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1968) 1585–1589.
- [36] Shull C.G., Oberteuffer J.A. Spherical-wave neutron propagation and Pendellösung fringe structure in silicon. *Phys. Rev. Lett.*, **29** (1972) 871–874.
- [37] Rauch H., Seilinger A., Badurek G., Wilfing A., Bauspiess W., Bonse U. Verification of coherent spinor rotation of fermions. *Phys. Lett.*, **A 54** (1975) 425–427.
- [38] Werner S.A., Colella R., Overhauser A.W., Eagen S.P. Observation of the phase shift of a neutron due to precession in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975) 1053–1055.
- [39] Алексеев В.Л., Гордиенко Л.А., Гречушников Б.Н., Качалов О.В., Курбаков А.И., Трунов В.А. Исследование качества кристаллов природного и синтетического кварца методами γ -дифрактометрии и рассеяния света. *Кристаллография*, **34** (1989) 922–927.
- [40] Kato N. Pendellösung fringe in distorted crystals.
1. Fermat's principle for Bloch waves. *J. Phys. Soc. Jap.*, **18** (1964) 1785–1791.
2. Application to two beam cases. *Ibid*, **19** (1964) 67–77.
3. Application to homogeneously bend crystals. *Ibid*, **19** (1964) 971–985.
- [41] Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Прямое измерение времени задержки нейтрона в кристалле при дифракции по Лауэ. *Письма в ЖЭТФ*, **71** (2000) 110–115.
- [42] Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Обнаружение эффекта деполяризации нейтронного пучка при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. *Письма в ЖЭТФ*, **72** (2000) 445–450.

- [43] Golub R., Lamoreaux S.K. Neutron electric-dipole moment, ultracold neutrons and polarized ^3He . Phys. Rep., **237** (1994) 1–62.
- [44] Bonse U., Hart M. An X-ray interferometer. Appl. Phys. Lett., **6** (1965) 155–156.
- [45] Rauch H., Treimer W., Bonse U. Test of a single crystal neutron interferometer. Phys. Lett., **A 47** (1974) 369–371.

Оглавление

1 Введение	3
1.1 Открытие нейтрона	3
1.1.1 Несколько слов об истории	7
1.1.2 Формула Дебая–Комптона.	9
1.1.3 Масса нейтрона	12
1.1.4 Заряд нейтрона.	14
1.1.5 Распад и время жизни нейтрона	15
1.1.6 Магнитный момент нейтрона	16
1.1.7 Электрический дипольный момент нейтрона	20
1.1.8 Поляризуемость нейтрона	22
1.2 О природе ядерных сил	23
Пример. Излучение Вавилова–Черенкова	28
Л и т е р а т у р а для дополнительного изучения	30
2 Взаимодействие нейтронов с ядрами	31
2.1 Рассеяние нейтрона изолированным ядром	31
2.1.1 Метод парциальных волн в теории рассеяния	36
2.1.2 Резонансное рассеяние	42
2.2 Дейтон и свойства ядерных сил	46
2.2.1 Частица в сферической яме прямоугольной формы	47
2.3 Резонансное рассеяние при наличии неглубокого уровня.	50
2.4 Несколько примеров упругого рассеяния.	54
1. Сферическая потенциальная яма глубины V_0 и радиуса d	54

2.	Длина рассеяния	56
3.	Сферический потенциальный барьер высотой V_0 и радиусом d	56
4.	Резонансное рассеяние	57
5.	Поглощение. Закон $1/\nu$	60
6.	Полезное выражение для амплитуды рассеяния через сечение	60
7.	Связь амплитуды и длины рассеяния	61
2.5	Когерентное и некогерентное рассеяние	62
2.5.1	Псевдопотенциал Ферми	65
2.5.2	Эффект корреляции спинов ядер молекулы	67
2.5.3	Частный случай рассеяния на орто- и параводороде .	68
	Л и т е р а т у р а для дополнительного изучения	71
3	Дифракция и нейтронная оптика	72
3.1	Когерентное рассеяние нейтронов кристаллическим веществом	72
3.2	Разложение потенциала кристалла по векторам обратной решетки	75
3.3	Тепловые колебания атомов в решетке. Фактор Дебая– Уоллера	78
3.4	Уравнения динамической теории дифракции	82
3.4.1	Нейтронная оптика	87
3.4.2	Отражение и преломление в полубесконечном кристалле	89
3.5	Ультрахолодные нейтроны	94
3.5.1	Измерение времени жизни нейтрона	100
3.5.2	Отражение в магнитном поле	106
3.6	Применения явления зеркального отражения. Нейтронные зеркала	113
3.6.1	Отражение от намагниченных зеркал. Поляризующие нейтронороды	115

3.6.2	Измерение амплитуд рассеяния	117
3.6.3	Особенности спектра нейтронов, вылетающих из среды под малыми углами к поверхности	119
3.7	Ядерная прецессия спина	120
	Л и т е р а т у р а	128
4	Симметрии и законы сохранения	133
4.1	Инвариантность гамильтониана и интегралы движения	133
4.2	Инвариантность относительно инверсии координат (зеркальная симметрия)	137
	Четность и P -инвариантность	140
	Важное следствие P -инвариантности	141
4.3	Изучение структуры слабых взаимодействий	143
4.3.1	Четырехфермионное взаимодействие Ферми	147
4.3.2	Теория двухкомпонентного нейтрино.	152
4.3.3	Универсальное слабое взаимодействие	154
4.3.4	Несохранение четности в сильном взаимодействии	158
4.3.5	Схема Кабиббо.	162
4.3.6	Осцилляции нейтрино	165
4.3.7	Смешивание кварков и время жизни нейтрона	169
4.3.8	Поворот спина нейтрона в однородном веществе (аналог оптической активности).	175
4.3.9	Спиновый дихроизм.	178
4.3.10	Нейтральные токи.	182
4.4	Инвариантность относительно обращения движения	187
4.5	Нейтральный K -мезон. Осцилляции странности	191
4.5.1	Нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов	199
4.5.2	Нейтрон-антинейтронные осцилляции	199
	Л и т е р а т у р а	207

5	Электромагнитное взаимодействие нейтрона	216
5.1	Частица во внешнем магнитном поле	216
5.2	Поиск электрического дипольного момента нейтрона . . .	221
5.2.1	Основные идеи магниторезонансного метода Рамзея для измерения ЭДМ	228
5.2.2	Схема спектрометра Рамзея	229
	Л и т е р а т у р а	235
6	Нейтронная оптика и динамическая дифракция нейтронов в нецентросимметричных кристаллах	239
6.1	Введение	239
6.2	Ядерный и электрический потенциалы кристалла. Разложение по векторам обратной решетки	245
6.3	Интерференция ядерной и электромагнитной амплитуд рассеяния. Сильные электрические поля	248
6.4	Нейтронная оптика в нецентросимметричном кристалле. Теория возмущений	252
6.4.1	Экспериментальное наблюдение нейтронно- оптического эффекта вращения спина	258
6.5	Двухволновая дифракция	262
6.6	Эффекты, связанные с вращением спина $S = 1/2$ при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле. .	269
6.7	Измерение смещения маятниковой фазы при перевороте спина нейтрона.	272
6.8	Двухволновая дифракция. Общий случай	279
6.8.1	Электрические поля, действующие на нейтрон в нецентросимметричном кристалле	279
6.8.2	Маятниковый эффект (Pendellösung)	280
	Приближение плоской волны	280
	Приближение сферической волны	281
6.8.3	Маятниковые фазы и внутрикристаллические поля . .	289

6.9	Новые возможности поиска ЭДМ нейтрона дифракционным методом	291
6.9.1	Эффект Бормана и вращение спина в нецентросимметричном кристалле	292
6.9.2	Деполяризация нейтронов при дифракции в нецентросимметричном кристалле	293
6.9.3	Возможность измерения ЭДМ нейтрона при дифракции по Лауэ	300
6.9.4	Экспериментальное наблюдение эффекта задержки дифрагирующего нейтрона в кристалле	303
6.9.5	Экспериментальное наблюдение эффекта деполяризации нейтронов. Измерение электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон	307
6.9.6	Статистическая чувствительность дифракционного метода поиска ЭДМ нейтрона	312
6.10	Дифракционный эксперимент Шалла и Натанса по измерению ЭДМ нейтрона	313
6.11	Нейтронный интерферометр	316
6.11.1	Опыты Рауха и Вернера по наблюдению спинорного характера вращения спина в магнитном поле	319
	Л и т е р а т у р а	324

Литературный редактор: *Е. Ю. Орбец*

Технический редактор: *Т. А. Парфеева*

Издательская лицензия ЛР № 020735

Отпечатано в типографии ПИЯФ РАН
188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роша
Зак. 451, тир. 150, уч.-изд. л. 20,9; 30.12.2004 г.
Формат 60x84/16, печать офсетная.