539.1
Г-95

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. И. Гуревич, В. П. Протасов



ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

МОСКВА 1985

539.1
2-95

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

[illegible]

И.И. Гуревич, В.П. Протасов

ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия

БИБЛИОТЕКА
МИФИ

Москва 1985

УДК 539

Гуревич И.И., Протасов В.П. Волновые свойства медленных нейтронов. – М.: Изд. МИФИ, 1985. – 88 с.

Основные положения нейтронной оптики – ее понятия, физическая сущность явлений, обусловленных волновой природой нейтронов, некоторые практические применения нейтронно-оптических явлений в физических исследованиях, а также сущность и достижения одного из ее современных научных направлений – нейтронной интерферометрии – составляют содержание данного учебного пособия и части курса лекций, прочитанных одним из авторов студентам 4-го курса основного потока факультета ЭТФ МИФИ. Из-за ограниченного объема книги в нее не вошла физика ультрахолодных нейтронов, которая будет являться содержанием следующего учебного пособия.

Книга предназначена для студентов старших курсов ядерно-физических специальностей.

Р е ц е н з е н т ы:
Абов Ю. Г., Франк А. И.

© Московский инженерно-физический институт, 1985 г.

ВВЕДЕНИЕ

Отличительная особенность нейтронов с энергией порядка 1 эВ и меньше, относящихся по принятой классификации к медленным нейтронам, состоит в том, что их длина волны значительно превосходит размеры атомных ядер и сравнима с межатомными расстояниями в веществе. Во взаимодействии таких нейтронов с веществом важна роль коллективных эффектов, когда атомы вещества могут действовать согласованно, т.е. когерентным образом. Результатом интерференции когерентно рассеянных волн может быть целый ряд явлений, аналогичных обычным оптическим явлениям и получивших название нейтронно-оптических: преломление нейтронов на границе раздела двух сред, полное внешнее отражение, дифракция (брэгговское отражение нейтронов) и т.д. Именно в этих явлениях волновые свойства нейтронов проявляются наиболее ярко. Раздел нейтронной физики, занимающийся изучением рассеяния медленных нейтронов, получил название нейтронной оптики.

В соответствии с принятой классификацией область энергий медленных нейтронов включает в себя области тепловых, холодных, очень холодных и ультрахолодных нейтронов (УХН). К тепловым относят нейтроны, кинетическая энергия которых сравнима с энергией теплового движения атомов вещества, т.е. $E = 10^{-1} \div 10^{-2}$ эВ. Верхняя граница энергии холодных нейтронов принята условно равной $5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Физически эта граница соответствует максимальной энергии нейтронов, которые могут пройти образец поликристаллического бериллия, не испытав при этом дифракционного отражения ни на одном из его микрокристаллов.

Особо следует сказать о классификации нейтронов, энергия которых ниже 10^{-4} эВ. Сравнительно недавно эти нейтроны относили к УХН. В настоящее время для них общепринятым является название "очень холодные нейтроны" (ОХН), тогда как под УХН понимают такие, энергия которых не превышает значений $\sim 200 - 300$ нэВ. УХН и ОХН объединяют общим названием "очень медленные нейтроны" (ОМН). Такая классификация была введена в обиход И.М. Франком. Особенностью УХН является то, что их энергия меньше потенциальной энергии взаимодействия нейтронов в веществе и поэтому при падении на вещество извне они отражаются от его поверхности независимо от угла падения.

Волновые свойства медленных нейтронов обнаруживаются как в явлениях ядерного, так и атомного масштаба. Примером волновых эффектов ядерного масштаба могут служить хорошо известные явления резонансного поглощения и рассеяния нейтронов свободными ядрами. На волновую природу их указывает избирательная способность к поглощению и рассеянию нейтронов определенной энергии, а также вероятности поглощения и рассеяния при этих энергиях, значительно превосходящие величины, ожидаемые из простых геометрических соображений. Однако наиболее ярко волновые свойства медленных нейтронов проявляются в явлениях атомного масштаба, что обусловливается соразмерностью длины волны нейтрона и размера систем (атомов, молекул, кристаллов), с которыми нейтроны взаимодействуют.

Убеждение, что движение нейтрона нужно описывать волновой механикой, было высказано почти сразу же после открытия нейтрона. Тогда же были поставлены первые опыты, подтвердившие существование волновых характеристик нейтронов. Однако возникновение нейтронной оптики как самостоятельного раздела экспериментальной физики следует отнести к концу 40-х годов, т.е. к моменту создания первых ядерных реакторов, сделавших доступными хорошо сколлимированные пучки медленных нейтронов большой интенсивности. Наибольший вклад в развитие нейтронной оптики в эти годы был сделан Э. Ферми и его школой. В 50-е годы исследования проводились уже в значительных масштабах. И в настоящее время нейтронная оптика продолжает бурно развиваться. За последние 15 лет были заложены основы двух новых перспективных направлений: оптики УХН и нейтронной интерферометрии. Оба направления уже внесли ощутимый вклад в изучение свойств самого нейтрона как элементарной частицы. Заманчивыми выглядят и их перспективы: нейтронные интерферометры обещают быть весьма чувствительными инструментами для изучения свойств вещества, а использование УХН открывает возможности создания уникального прибора – нейтронного микроскопа, который, как ожидают, позволит получать изображение с модуляцией яркости в зависимости от химического состава деталей объекта (химический контраст).

1. ОПТИКА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Длина волны движущейся материальной частицы λ связана с ее импульсом p с помощью соотношения де-Бройля $\lambda = h/p$, где h – постоянная Планка. Данное соотношение подразумевает,

что размеры области пространства, в которой может быть локализована частица, не могут быть меньшими этой длины волны.

Для медленных нейтронов длину волны де-Бройля удобнее находить из формулы:

$$\lambda = \frac{0{,}286}{\sqrt{E}} \cdot 10^{-8}\ см = \frac{0{,}286}{\sqrt{E}}\ \text{Å}\ , \qquad (1)$$

где энергию E нужно брать в эВ.

Так как нейтроны обладают определенными длинами волн, то естественно ожидать, что при их взаимодействии с веществом, будут наблюдаться явления, аналогичные явлениям обычной оптики. Опыт показывает, что так оно и есть: нейтроны в среде испытывают преломление, зеркальное отражение, дифракцию на кристаллах и т.д. Экспериментально наиболее полно прослеживается аналогия между тепловыми нейтронами и рентгеновыми лучами: оба излучения имеют общие законы дифракции на кристаллах, а в тех явлениях, которые обусловлены преломлением волн, имеют одинаковые показатели преломления. Кстати, их длины волн имеют близкие значения.

Между оптикой нейтронов и электромагнитного излучения есть и весьма существенные различия. Принципиально различаются, например, явления поляризации нейтронов и света. Другой особенностью оптики нейтронов является возможность удержания их в замкнутой области пространства с помощью системы специально скомбинированных магнитных полей (так называемых "магнитных бутылок"). Аналога этому явлению в оптике электромагнитного излучения нет.

Различия оптики нейтронов и электромагнитного излучения обусловлены природой и особенностями элементарных взаимодействий этих излучений. Низкоэнергичное электромагнитное излучение взаимодействует в среде, как известно, только с электронными оболочками атомов, тогда как взаимодействия нейтронов с веществом гораздо более разнообразны. Для нейтронов (в силу их нейтральности) в первую очередь существенно их ядерное взаимодействие с атомами среды. Нейтроны будут испытывать также магнитное рассеяние, обусловленное наличием у них магнитного момента. В ряде случаев на движение нейтронов могут оказывать воздействие гравитационные поля, а в некоторых совсем исключительных случаях – и слабые взаимодействия. Такое многообразие элементарных взаимодействий нейтронов, обнаруживаемое в явлениях, имеющих волновую природу, делает нейтронную оптику мощным средством исследования вещества.

Сходство оптики нейтронов и электромагнитного излучения предполагает и схожесть в описании нейтронно-оптических и электромагнитных явлений. Именно поэтому некоторые нейтронно-оптические явления (например, преломление и отражение) традиционно описывают на языке обычной геометрической оптики, вводя понятие показателя преломления. Во всех остальных случаях описание взаимодействия нейтронов в веществе проще проводить методами квантовой механики, вводя потенциал взаимодействия и решая задачу об отражении нейтронов от потенциального барьера. Таким способом целесообразно находить сами нейтронно-оптические постоянные – амплитуды когерентного и некогерентного рассеяния. Оба подхода, как будет видно далее, вполне эквивалентны и могут быть сведену друг к другу.

1.1. Ядерное рассеяние нейтронов. Длина рассеяния

Основным процессом взаимодействия медленных нейтронов с веществом является ядерное (сильное) взаимодействие. Напомним кратко главные его характеристики. Взаимодействие нейтрона с ядром может осуществляться двумя путями: либо нейтрон взаимодействует непосредственно с силовым полем ядра, либо образует с ядром-мишенью связанную промежуточную систему, так называемое составное ядро. При этом конечный результат взаимодействия может быть самым различным. Возможны упругое (потенциальное и резонансное) рассеяние, неупругое рассеяние нейтронов, радиационный захват (испускание электромагнитного излучения), различные реакции с испусканием заряженных частиц (P, α и т.д.). В области энергий медленных нейтронов существенны упругое рассеяние, а также различные реакции поглощения: радиационный захват, захват нейтронов некоторыми тяжелыми элементами (^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu) с последующим делением и захват нейтронов некоторыми легкими элементами с испусканием заряженных частиц. В большинстве нейтронно-оптических явлений поглощение не очень существенно, поэтому при их описании следует учитывать в основном только процесс упругого рассеяния (как потенциального, так и резонансного).

Как будет видно из дальнейшего, для описания рассеяния медленных нейтронов теория ядерных сил не требуется, т.е.

не нужно знать детального вида ядерного потенциала*. Взаимодействие будет полностью определяться либо одним параметром (для бесспинового ядра), либо двумя (если ядро имеет отличный от нуля спин). Эти параметры получили название длин рассеяния. Понятие длины рассеяния впервые было введено Э. Ферми, когда он занимался молекулярной физикой. Впоследствии он перенес это понятие и на нейтроны.

Чтобы понять, как вводится длина рассеяния, напомним простые следствия квантовой теории столкновений в применении к упругому рассеянию нейтронов. Будем считать, что рассеяние обусловлено ядерными силами и что ядра-мишени свободные и до соударения покоятся. Спин ядер будем полагать равным нулю.

Соударение двух частиц в квантовой механике обычно рассматривается в системе центра масс сталкивающихся объектов. Это сводит задачу о столкновении двух частиц к задаче рассеяния одной частицы на силовом неподвижном центре. Энергия этой частицы E равна энергии относительного движения нейтрона и ядра, а ее масса – приведенной массе $\mu = \frac{m \cdot M}{m+M}$, где M – масса ядра (здесь и всюду далее символом m обозначена масса нейтрона). Поскольку обычно рассматривается случай $M \gg m$, то $\mu \approx m$, т.е. приведенная масса равна приблизительно массе нейтрона.

При рассеянии на силовом центре падающая плоская нейтронная волна e^{ikz} ($k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ – величина волнового вектора нейтрона; направление распространения волны выбрано вдоль оси z) искажается. Результирующая волновая функция нейтрона на больших расстояниях от рассеивающего центра будет иметь вид:

$$\psi(r,\theta) = \exp(ikr\cos\theta) + f(\theta,k)\frac{\exp(ikr)}{r}, \qquad (2)$$

---

* Физически слабая зависимость характеристик взаимодействия от вида потенциала является следствием двух обстоятельств: малости размеров области ядерного взаимодействия ($\sim 10^{-12}$ см) по сравнению с длиной волны медленного нейтрона ($\lambda \approx 10^{-9}$ см) и малости энергии нейтрона по сравнению с эффективной величиной потенциала.

где θ – угол рассеяния. Комплексная функция $f(\theta,k)$ называется амплитудой рассеяния. Как видно из (2), на больших расстояниях от рассеивающего центра волновая функция нейтрона представляет собой суперпозицию падающей плоской и расходящейся сферической волн. Функция $f(\theta,k)$ полностью характеризует процесс рассеяния. Зависимость ее от параметров рассеяния (угла рассеяния и волнового вектора) определяется видом потенциала рассеяния, а сама она в свою очередь определяет основную физическую характеристику процесса рассеяния – дифференциальное сечение рассеяния в интервал телесного угла $d\Omega = \sin\theta\, d\theta\, d\varphi$:

$$d\sigma = |f(\theta,k)|^2\, d\Omega\,. \qquad (3)$$

В фазовой теории рассеяния падающую волну представляют в виде совокупности парциальных волн, каждая из которых соответствует определенному моменту количества движения l, т.е. в классическом смысле – определенному прицельному параметру, если падающую частицу считать точечной. Процесс рассеяния приводит к изменению характеристик этих парциальных волн. Каждая рассеянная волна, отвечающая данному значению l, приобретает определенный сдвиг фаз δ_l по отношению к падающей волне и для каждой из них характерно определенное угловое распределение. Амплитуда рассеяния для сферически симметричного потенциала дается в виде суммы по l бесконечного ряда:

$$f(\theta,k) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(e^{2i\delta_l}-1)\,P_l(\cos\theta)\,, \qquad (4)$$

где $P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра. Величина сдвига фаз зависит от потенциала взаимодействия. Напомним, что если нейтроны взаимодействуют с ядрами только упруго, то δ_l – действительные величины. Если нейтроны могут поглощаться ядрами, то δ_l – комплексные величины. Всюду далее будем считать δ_l действительными, поскольку для большинства веществ, используемых в нейтронной оптике, поглощение нейтронов мало, и его влиянием на нейтронно-оптические явления можно пренебречь.

Медленные нейтроны взаимодействуют с ядрами в состояниях, для которых орбитальный момент количества движения $l=0$. Это утверждение доказывается просто. Если нейтрон считать точечной частицей, то его прицельный параметр ρ связан с орбитальным квантовым числом l соотношением $\rho \cdot p =$

$= \hbar\sqrt{l(l+1)}$ или $p = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ (p – импульс нейтрона). При соударении нейтрона с ядром прицельный параметр не может превосходить размеров области действия ядерных сил, т.е. фактически размеров ядра R : $\rho \leq R$. Следовательно, возможные l ограничены значениями $l \leq R/\hbar$. Так как для нейтронов с энергией $E \leq 1$ эВ длина волны существенно превосходит размеры даже самых тяжелых ядер, то отсюда следует, что $l=0$. С учетом этого обстоятельства в сумме (4) для медленных нейтронов следует сохранить только одно слагаемое с $l=0$, которое, как видно из (3) и (4), соответствует сферически симметричному вылету нейтронов в системе центра масс (с.ц.м.) реакции, т.е. изотропному рассеянию. Рассеяние при $l=0$ называют S –рассеянием. Амплитуда S–рассеяния от угла θ не зависит и находится как

$$f(\theta,k) \equiv f_0(k) = \frac{1}{2ik}(e^{2i\delta_0} - 1) = \frac{e^{i\delta_0}\sin\delta_0}{k} = \frac{1}{k\,ctg\,\delta_0 - ik} , \quad (5)$$

где через δ_0 обозначен сдвиг фазы S–волны, а дифференциальное и полное сечения рассеяния равны соответственно:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_0|^2 ; \quad (6)$$

$$\sigma = 4\pi|f_0|^2 = 4\pi\,\frac{\sin^2\delta_0}{k^2} = \frac{4\pi}{k^2(1+ctg^2\delta_0)} . \quad (7)$$

Из (5), в частности, следует, что если сдвиг фазы δ_0 мал, то $ctg\,\delta_0$ велик, а амплитуда $f_0(k)$ почти действительна, причем

$$f_0 \simeq \frac{1}{k\,ctg\,\delta_0} = \delta_0/k \quad \text{для } |\delta_0| \ll 1 . \quad (8)$$

Из общих физических соображений ясно, что при заданном потенциале взаимодействия сдвиг фазы δ_0 будет некоторой функцией волнового вектора k падающей частицы, определяющей поведение как амплитуды f_0 , так и сечения рассеяния при изменении k . Теория утверждает, что при предельно малых значениях волнового вектора $\delta_l \sim k^{2l+1}$, поэтому в случае S –рассеяния $\delta_0(k) \sim k$. Учитывая (8), можно также заключить, что для медленных нейтронов должен существовать конечный предел:

$$\lim_{k\to 0}(-f_0(k)) = \lim_{k\to 0}\left(-\frac{1}{k\,ctg\,\delta_0}\right) = a . \quad (9)$$

Постоянная a, определяемая этим выражением, имеет размерность длины и называется длиной рассеяния Ферми. Она является одной из самых важных физических величин нейтронной оптики, поскольку ею определяются основные нейтронно-оптические характеристики среды.

Физический смысл амплитуды или длины рассеяния можно понять из соотношения (8), из которого следует, что амплитуда рассеяния представляет собой фазовый сдвиг рассеянной волны, выраженный в единицах длины. Принимая во внимание (9), из (7) нетрудно получить простейшую энергетическую зависимость сечения рассеяния нейтронов низких энергий на бесспиновом ядре:

$$\sigma = 4\pi \frac{1}{k^2 + 1/a^2} = \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \quad . \qquad (10)$$

В пределе, когда $k \to 0$, (10) переходит в простую, но исключительно важную для медленных нейтронов связь между сечением рассеяния и амплитудой рассеяния Ферми:

$$\sigma = 4\pi a^2 \quad . \qquad (11)$$

Длина рассеяния имеет простой математический смысл. Для выяснения его рассмотрим решение задачи рассеяния для потенциала притяжения, область действия которого ограничена размерами R. Ради простоты будем потенциал считать прямоугольным и сферически симметричным. Тогда для чистого S-состояния ($l = 0$) во внутренней области $r < R$ решение не будет зависеть от энергии частицы E, так как для медленных частиц $E \ll |V|$ (для тепловых нейтронов, например, $E \simeq 0{,}025$ эВ тогда как модуль ядерного потенциала имеет величину порядка $30 \div 40$ МэВ). Оно будет иметь вид $\sim \sin \varkappa r$, где $\varkappa = \sqrt{\frac{2m|V|}{\hbar^2}}$. Снаружи ядра функция $r \cdot \psi(r)$, соответствующая $l = 0$, меняется с r как $r\psi = A \sin(kr + \delta)$, здесь $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$, δ по определению сдвиг фазы S-волны, A – произвольная постоянная. При $r = R$ внутреннее и внешнее решение должны плавно переходить друг в друга.

Распространим внешнее решение на область отрицательных и малых положительных значений r, введя там функцию $v(r) = A \cdot \sin(kr + \delta_0)$. Эта функция при малых энергиях ($kr \ll 1$) представляет собой прямую линию:

$$v(r) = \sin kr \cdot \cos\delta_0 + \cos kr \cdot \sin\delta_0 \simeq kr \cdot \cos\delta_0 + \sin\delta_0 \quad .$$

Она пересекает ось r в точке $r = -\frac{1}{k\,ctg\,\delta_0} = a$. Принимая во внимание (9), можно заключить, что длина рассеяния – это положение первого нуля функции v при значениях k, стремящихся к нулю.

Как видно из схематического представления (рис. 1), синусоидальная волна, являющаяся решением задачи рассеяния для тяжелого ядра, имеет внутри потенциальной ямы несколько узлов и достигает края ямы при случайных значениях фаз. Вследствие этого наиболее вероятные значения длин рассеяния положительные (рис. 1,б), а наименее вероятные – отрицательные (рис. 1,а), Этот вывод подтверждается и экспериментом.

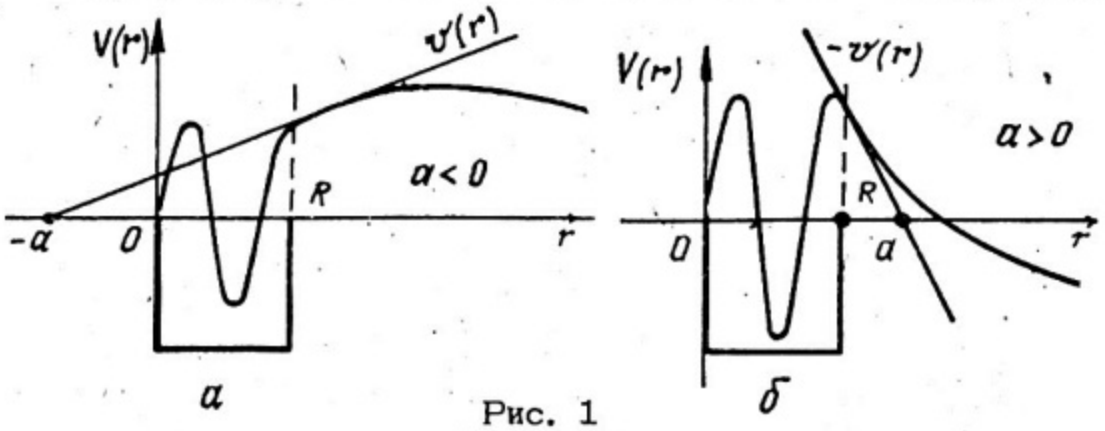


Рис. 1

Для большинства ядер в области энергий тепловых нейтронов значения a положительные и находятся в пределах от $0{,}3 \times 10^{-12}$ до $1 \cdot 10^{-12}$ см. Исключения составляют ядра ^{1}H, ^{7}Li, ^{48}Ti, ^{51}V, ^{55}Mn, ^{62}Ni, ^{64}Ni, ^{113}Cd, ^{152}Sm, ^{162}Dy, ^{186}W, для которых длина рассеяния отрицательна.

В самом общем случае длина рассеяния – комплексная величина. Однако ее мнимая часть, описывающая поглощение нейтронов, в большинстве случаев пренебрежимо мала. Примером ядра, у которого длина рассеяния имеет большую мнимую часть, является ^{157}Gd. Это ядро при энергии нейтронов ~0,026 эВ имеет резонанс, сечение в котором достигает величины порядка – 10^5 барн, что приводит к значению $Im\,a \sim 10^{-13}$ см.

При выводе (10) и (11) ядра-мишени полагались свободными и спин их равнялся нулю. Для реальных конденсированных сред первое предположение никогда не имеет места, а второе выполняется для достаточно большого числа нуклидов, но, конечно, не для всех. Покажем, как можно распространить (10) и (11) на более общий случай.

Учтем сначала связанность ядер, находящихся, например, в кристаллической решетке (спин ядра по-прежнему будем пока считать равным нулю). Отвлекаясь от усложнений, обусловленных интерференционными эффектами, будем считать рассеяние некогерентным. Связанность ядра в кристаллической решетке приводит к кинематическому эффекту, увеличивающему длину рассеяния. В этом случае следует заменить амплитуду рассеяния на свободном ядре a на амплитуду рассеяния на связанном ядре b :

$$a \longrightarrow b = \frac{A+1}{A} a \qquad (12)$$

и соответствующее сечение рассеяния медленных нейтронов $(K \to 0)$ $\sigma = 4\pi a^2$ на

$$\sigma = 4\pi b^2 . \qquad (13)$$

Эффект увеличения амплитуды рассеяния на связанном ядре обусловлен тем, что ядро-мишень связано в кристалле с бесконечно большой массой. В результате можно считать, что система центра масс сталкивающихся частиц совпадает с лабораторной системой. Переход (12) проще всего обосновать, воспользовавшись борновским приближением. Как известно, амплитуда рассеяния в борновском приближении пропорциональна приведенной массе сталкивающихся частиц, которая для рассеяния на свободном ядре равна $\mu = \frac{A}{1+A}$ (A – массовое число ядра-мишени). При рассеянии на связанном ядре масса мишени как бы бесконечно возрастает, т.е. $\mu_{CB} = 1$. Вводя поправку, связанную с изменением приведенной массы, приходим к результату (12).

Влияние спина ядра можно учесть следующим образом. Пусть спин ядра отличен от нуля. Тогда рассеяние нейтронов на ядрах будет характеризоваться не одной амплитудой, а двумя. Одна из них (a_+) соответствует параллельной ориентации спина нейтрона $(S_n = 1/2)$ и ядра I , т.е. полному моменту $J = I + 1/2$, а другая (a_-) соответствует антипараллельной ориентации, т.е. полному моменту $J = I - 1/2$. Наличие двух различных амплитуд рассеяния является результатом спиновой зависимости ядерных сил. Чтобы найти сечение рассеяния нейтрона на ядре со спином I , надо учесть статистические веса различных спиновых состояний. Число состояний с моментом $J_1 = I + 1/2$ есть $2J_1 + 1 = 2(I+1)$, с моментом $J_2 = I - 1/2$ — $2J_2 + 1 = 2I$. Полное число всех спиновых состояний $(2I+1)(2 \cdot 1/2 + 1) = 2(2I+1)$. Отсюда вероятность реализации состояния с $J_1 = I + 1/2$ равна $g_+ = \frac{2(I+1)}{2(2I+1)}$, а состояния с $J_2 = I - 1/2$ равна $g_- = \frac{2I}{2(2I+1)}$. Следовательно, полное сечение рассеяния нейтронов на ядрах со спином I определяется как

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{I+1}{2I+1} a_+^2 + \frac{I}{2I+1} a_-^2 \right) .$$

1.2. Магнитное рассеяние нейтронов. Интерференция ядерного и магнитного рассеяний

Нейтрон – электрически нейтральная частица, однако, несмотря на отсутствие электрического заряда, при прохождении его через вещество помимо ядерного взаимодействия имеют место взаимодействия электромагнитной природы. Они обусловлены наличием у нейтрона "аномального" магнитного момента, величина которого $\mu = \gamma\mu_Б = -1{,}913\,\mu_Б = 6\cdot10^{-3}$ мэВ/Гс ($\mu_Б = \frac{e\hbar}{2mc}$ – ядерный магнетон Бора).

Впервые на возможность наблюдения электромагнитных взаимодействий нейтрона указал в 1936 г. Блох, который, как известно, совместно с Парселлом открыл явление ядерного магнитного резонанса. Предполагая существование магнитного момента у нейтрона (этот факт в то время еще не был доказан экспериментально), Блох предположил, что при пропускании пучка нейтронов через намагниченный до насыщения ферромагнетик на выходе из образца будут наблюдаться различные интенсивности компонент пучка, имеющих разную относительно направления намагничения ориентацию спина нейтрона. Эта гипотеза впоследствии послужила основой метода получения пучков поляризованных нейтронов.

Учитывая структуру вещества, можно указать следующие процессы взаимодействия нейтронов с веществом, имеющие электромагнитную природу:

– взаимодействие магнитного момента нейтрона с магнитным моментом электронной оболочки атома (далее это взаимодействие будет называться магнитным рассеянием);

– взаимодействие магнитных моментов нейтрона и ядра;

– спин-орбитальное взаимодействие, вызванное движением магнитного момента нейтрона в кулоновском поле ядра, так называемое швингеровское рассеяние (в классическом смысле на нейтрон в системе, где он покоится, действует неоднородное магнитное поле $\frac{\vec{E}\times\vec{v}}{c}$, где $\vec{E}$ – электрическое поле ядра, $\vec{v}$ – скорость нейтрона);

– специфические процессы взаимодействия нейтронов с веществом, обусловленные свойствами нейтрона как элементарной частицы, т.е. возможным наличием у нейтрона электрического дипольного момента, поляризуемости и т.п.

Принимая во внимание характеристики нейтрона, ядер и атомов, можно показать, что в области энергий медленных ней-

тронов самым существенным из всех возможных процессов электромагнитного взаимодействия нейтронов является магнитное рассеяние. Так, взаимодействие магнитных моментов нейтрона и ядер подавлено по сравнению с взаимодействием магнитных моментов нейтронов и электронной оболочки приблизительно в $\frac{M_б}{\mu_б} \simeq 10^3$ раз ($M_б$=5,8 нэВ/Гс – электронный магнетон Бора). Поэтому далее будет рассматриваться только магнитное рассеяние нейтронов. Более слабые по силе электромагнитные взаимодействия нейтронов (швингеровское и т.д.) обнаруживаются в специально поставленных опытах.

Теория электромагнитных процессов хорошо разработана, поэтому вероятности (сечения) перечисленных выше процессов электромагнитного взаимодействия нейтронов нетрудно рассчитать. Для магнитного рассеяния неполяризованных нейтронов на ненамагниченных атомах со спином S сечения рассеяния имеют вид, напоминающий формулу Томсона для рассеяния излучения на изолированных атомах:

$$\frac{d\sigma_m}{d\Omega} = \frac{2}{3}(\gamma r_0)^2 S(S+1)\cdot \vec{p}^2(q), \qquad (14)$$

где $\gamma = -1{,}913$, $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2{,}9\cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона*, $ap(\vec{q})$ – так называемый магнитный атомный формфактор, характеризующий пространственное распределение электронов в электронном облаке атома. Атомный формфактор в случае магнитного рассеяния аналогичен атомному формфактору в случае рассеяния электронов и рентгеновых лучей. Атомный магнитный формфактор является функцией импульса, переданного нейтроном атому, т.е. функцией $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}$ ($\vec{k}_0$ и $\vec{k}$ – волновые векторы падающего и рассеянного нейтронов). Для рассеяния нейтронов строго вперед, а в случае достаточно медленных нейтронов (с $\lambda \gtrsim 10$ Å) для рассеяния на любой угол, магнитный формфактор равен единице, дифференциальное сечение магнитного рассеяния принимает вид [4]:

$$\frac{d\sigma_m}{d\Omega} = \frac{2}{3}(\gamma r_0)^2 S(S+1). \qquad (15)$$

Соотношения (14) и (15) называют сечением парамагнитного рассеяния, поскольку эти формулы описывают не только рассеяние неполяризованных нейтронов на ненамагниченных ато-

* Напомним, что под классическим радиусом электрона понимают расстояние, на котором его кулоновская энергия сравнивается с энергией покоя.

мах, но также и на парамагнетиках. В парамагнетиках спины отдельных атомов ориентированы хаотически, поэтому атомы парамагнетика с точки зрения магнитного рассеяния могут рассматриваться как индивидуальные рассеиватели.

Полное сечение магнитного рассеяния медленных нейтронов ($\lambda \gtrsim 10$ Å)

$$\sigma = \frac{8\pi}{3}(\gamma r_0)^2 S(S+1) = 1{,}26\, S(S+1)\cdot 10^{-24}\ см^2 . \qquad (16)$$

Нейтрон, движущийся в среде и взаимодействующий с каким-либо отдельным ее атомом, испытывает как магнитное, так и ядерное рассеяние одновременно. Это подразумевает существование интерференции между магнитным и ядерным рассеяниями, причем если учесть величины сечений каждого из процессов, то из (13) и (16) можно заключить, что эффект интерференции может быть достаточно большим. Амплитуду рассеяния нейтрона на отдельном ядре следует поэтому представлять в виде:

$$R = b \pm |f_m| , \qquad (17)$$

где b – амплитуда чисто ядерного рассеяния (равная с точностью до знака длине рассеяния Ферми), f_m – амплитуда магнитного рассеяния. Два знака перед амплитудой магнитного рассеяния в (17) соответствуют двум возможным ориентациям спина нейтрона $\vec{S}_n$ и момента количества движения атома $\vec{S}$: параллельной и антипараллельной.

Дифференциальное сечение рассеяния на атоме с учетом (17) будет иметь вид: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |b \pm |f_m||^2 = b^2 + f_m^2 \pm 2b|f_m|$,

где b^2 и f_m^2 описывают соответственно чисто ядерное и чисто магнитное рассеяния, а слагаемое $\pm 2b|f_m|$ – интерференцию между ними. Как видим, сечения рассеяния нейтронов на атоме для различных возможных ориентаций спинов нейтрона и атома различаются, причем сечение рассеяния для одной ориентации отличается от сечения рассеяния для другой ориентации на величину $4b|f_m|$.

Реально эффект интерференции будет наблюдаться не всегда. Пусть, например, пучок нейтронов неполяризован, а среда не намагничена. Тогда половина столкновений нейтронов с атомами будет происходить в состоянии, когда спин нейтрона ориентирован вдоль направления намагничивания атома, а половина столкновений будет в состоянии, когда спин нейтрона противоположен направлению намагничивания атома. Для определенности будем считать, что первым из них в (17) соответствует знак плюс, т.е.:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_+} = b^2 + f_m^2 + 2b|f_m| ,$$

а вторым соответствует знак минус, т.е. :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_-} = b^2 + f_m^2 - 2b|f_m| .$$

Экспериментально измеряемое сечение является результатом усреднения по столкновениям с взаимно параллельной и взаимно антипараллельной ориентациями спинов $\vec{S}_n$ и $\vec{S}$. Учитывая их равновероятность, получаем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}\frac{d\sigma}{d\Omega_+} + \frac{1}{2}\frac{d\sigma}{d\Omega_-} = b^2 + f_m^2 ,$$

т.е. в случае неполяризованного пучка и ненамагниченной мишени имеет место простое сложение интенсивностей, а эффект интерференции между ядерным и магнитным рассеяниями не проявляется. Аналогичный результат получится и в том, случае, когда пучок нейтронов поляризован, но атомы не намагничены.

Эффект интерференции ядерного и магнитного рассеяния нейтронов можно обнаружить, пропуская пучок неполяризованных нейтронов через намагниченный образец. В этом случае нейтроны со спином вдоль направления намагничивания будут рассеиваться сильнее, т.е. сильнее будут выбывать из пучка (этим нейтронам в (17) соответствует знак плюс), в то время как нейтроны со спином против направления намагничивания рассеиваются слабее, т.е. в меньшей степени подвержены выбыванию из пучка (этим нейтронам в (17) соответствует знак минус). В результате пучок, прошедший образец, будет обогащен нейтронами со спином, противоположным направлению намагничивания, т.е. он будет поляризован. (Подробнее о получении поляризованных нейтронов пропусканием их через намагниченные образцы см. в п. 3.1.)

1.3. Когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов

Как уже указывалось, медленные нейтроны имеют длину волны, сравнимую с межатомными расстояниями в конденсированной среде (жидкости или в твердом теле) или даже существенно превосходящую их, если энергия нейтрона достаточно мала. Это означает, что двигаясь в среде, нейтроны будут взаимодействовать уже не с отдельными атомами, а с целым ансамблем их, в результате чего в рассеянии могут проявиться эффекты как индивидуального, так и коллективного характера. Чтобы уяснить отличие рассеяния нейтронов в среде от рассе-

яния их на изолированных атомах, удобно воспользоваться понятиями когерентного и некогерентного рассеяния, применимых к рассеянию волн любой природы, в том числе и к нейтронным волнам. Напомним, что в оптике когерентным называют такое рассеяние, при котором соблюдается постоянство фазовых соотношений между волнами от различных рассеивающих центров. Некогерентным рассеянием волн называют такое, которое приводит к нерегулярным, хаотическим сдвигам фаз.

Когерентность рассеяния волн является мерой упорядоченности атомов, на которых происходит рассеяние. Они могут участвовать в рассеянии волн двояким образом: согласованно, как единый ансамбль (т.е. когерентно), и разрозненно, как набор отдельных независимых рассеивающих центров (т.е. некогерентно). Вследствие этого сечение рассеяния нейтронов веществом должно представляться в виде суммы двух слагаемых – когерентного ($\sigma_{ког}$) и некогерентного ($\sigma_{неког}$):

$$\sigma = \sigma_{ког} + \sigma_{неког} .$$

Поскольку при некогерентном рассеянии рассеивающие центры действуют независимо, сечение некогерентного рассеяния будет определяться арифметической суммой сечений рассеяния на каждом отдельном центре ансамбля, т.е.:

$$\sigma_{неког} \sim \sum_{i=1}^{N} |a_i|^2 ,$$

где N – число рассеивающих центров в ансамбле; a_i – амплитуда рассеяния нейтронной волны на отдельном i-м рассеивающем центре. Если полагать сечения рассеяния для всех рассеивающих центров одинаковыми, т.е. $|a_i|^2 = const \simeq \sigma_1$, то

$$\sigma_{неког} = \sum_{i=1}^{N} \sigma_1 = N\sigma_1 .$$

При когерентном рассеянии сдвиги фаз рассеянных атомами волн одинаковы. В результате образуется единая волна, которую можно рассматривать как волну, рассеянную коллективом атомов как целым. Амплитуда этой волны A равняется сумме амплитуд волн от отдельных центров, т.е. $A = \sum_{i=1}^{N} a_i$, а квадрат амплитуды A^2 определяет когерентную составляющую сечения рассеяния: $\sigma_{ког} \sim \left|\sum_{i=1}^{N} a_i\right|^2$.

Считая амплитуды рассеяния нейтронных волн отдельными центрами равными, а сдвиг фаз рассеянных волн одинаковым для всех атомов, получаем

БИБЛИОТЕКА МИФИ

$$\sigma_{ког} = \left|\sum_{i=1}^{N} a_i\right|^2 = |Na_i|^2 = N^2|a_i|^2 \simeq N^2\sigma_1 .$$

Как видно из полученных выражений, существенное различие между когерентным и некогерентным рассеяниями состоит в том, что сечение некогерентного рассеяния пропорционально числу рассеивающих центров, а сечение когерентного рассеяния пропорционально квадрату числа рассеивающих центров.

Другое важное отличие когерентного и некогерентного рассеяний состоит в их различной зависимости от угла рассеяния. Сечение некогерентного рассеяния медленных нейтронов практически не зависит от угла рассеяния, так как изотропия, характерная для рассеяния медленного нейтрона на отдельно взятом центре рассеяния (см. п. 1.1), должна иметь место и для совокупности независимо действующих центров. Для когерентного рассеяния характерна очень резкая зависимость сечения от угла рассеяния, что является следствием интерференции падающей и рассеянных нейтронных волн, распространяющихся в среде.

Можно указать два типа явлений, обусловленных интерференцией когерентно рассеянных волн: явления, возникающие от интерференции волн, распространяющихся в направлении первичного пучка, и явления, возникающие от интерференции волн, распространяющихся под некоторым углом к первичной волне. Эти явления и получили название нейтронно-оптических.

К явлениям первого типа относятся преломление и полное отражение нейтронных волн, аналогичные преломлению и полному внутреннему отражению в обычной оптике. Для этих явлений характерны два вида интерференции: интерференция падающей нейтронной волны и волн, рассеянных в направлении вперед (под углом 0°) на каждом из рассеивающих центров, и интерференция волн, рассеянных вперед, от различных рассеивающих центров. В результате интерференции при прохождении нейтронной волны через вещество изменяется ее волновой вектор.

К явлениям второго типа относится дифракция нейтронов (брэгговское отражение). В этом случае нейтронные волны, когерентно рассеянные атомами в различных направлениях, интерферируют друг с другом, усиливаясь в направлении под некоторым углом θ к направлению первичного пучка.

При рассеянии нейтронов на коллективе атомов возможны различные причины возникновения некогерентности. Рассмотрим причины некогерентности, возникающей за счет ядерного рассеяния нейтронов, отвлекаясь, ради простоты, от магнитного рассеяния, которое может быть как когерентным, так и некоге-

рентным. В этом случае можно указать несколько различных типов некогерентности; некоторые из них свойственны также свету и рентгеновым лучам, другие не свойственны им. Примером некогерентности, присущей также рентгеновым лучам, является известное диффузионное рассеяние, обусловленное тепловыми колебаниями атомов в узлах кристаллической решетки.

Однако есть два типа некогерентности, свойственные только нейтронам. Один из них – изотопическая некогерентность – вызван тем, что даже простое вещество, состоящее из атомов только одного химического элемента, содержит различные изотопы этого элемента. Амплитуда же рассеяния нейтронов на ядрах разных изотопов различна (см. приложение). Хаотическое распределение изотопов по положениям в рассеивателе служит причиной отклонения от упорядоченности и тем самым приводит к некогерентному рассеянию. Другой тип некогерентности – спиновая некогерентность. Природа ее – спиновая зависимость ядерных сил. Происхождение спиновой некогерентности двоякое. Во-первых, она связана с хаотичностью ориентаций спинов ядер рассеивающего образца (если образец неполяризован), или с хаотичностью ориентаций спинов нейтронов (если пучок нейтронов неполяризован). В этом отношении спиновая некогерентность аналогична изотопической. Во-вторых, спиновая некогерентность может быть обусловлена переопрокидыванием спина нейтрона при рассеянии и, следовательно, в силу закона сохранения момента количества движения, переориентацией спина ядра. В этом случае можно, в принципе, указать то ядро, которое привело к нарушениям коллективного порядка в рассеянии нейтронов. Когда нейтроны поляризованы и ядра намагничены, спиновая некогерентность может быть связана только с переопрокидыванием спина.

В заключение отметим, что понятие некогерентности, используемое в нейтронной оптике, не вполне согласуется с определением некогерентности, даваемым квантовой механикой. В квантовой механике некогерентным рассеянием называют такое, при котором меняется квантовое состояние рассеивающего центра. Под это определение не подходит, например, изотопическое некогерентное рассеяние, так как оно совсем не связано с изменением внутреннего состояния рассеивателя. С другой стороны, в нейтронной оптике неупругость рассеяния не исключает его когерентности: возможно рассеяние, при котором внутреннее состояние рассеивателя изменится, а рассеяние при этом будет когерентным. Однако отмеченные противоречия не прин-

ципиальные, они лишь отражают специфику рассеяния медленных нейтронов.

1.4. Когерентная и некогерентная амплитуды рассеяния

Когерентное и некогерентное ядерное рассеяние нейтронов можно характеризовать соответственно когерентной и некогерентной амплитудами рассеяния. Соответствующие части сечения рассеяния определяются ими как:

$$\sigma_{ког} = 4\pi b_{ког}^2 \; ; \; \sigma_{неког} = 4\pi b_{неког}^2 \; ,$$

где $b_{ког}$ и $b_{неког}$ находятся из соотношений

$$b_{ког} = \langle b \rangle \; ; \qquad (18а)$$

$$b_{неког} = \left(\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2\right)^{1/2} . \qquad (18б)$$

Символ $\langle \; \rangle$ в (18) обозначает усреднение по спиновым состояниям нейтрона и ядра и, кроме того, по всем изотопам данного химического элемента.

Чтобы доказать правильность соотношений (18), вспомним, что в соответствии с (8) длина ядерного рассеяния медленных нейтронов определяется фазовым сдвигом рассеянной волны. Ясно поэтому, что если фазовые сдвиги рассеянных в среде волн совершенно беспорядочны, то средний фазовый сдвиг и, следовательно, средняя длина рассеяния будут равны нулю, а когерентное рассеяние будет отсутствовать. Если же рассеяние будет определенным образом упорядоченно, то средний фазовый сдвиг будет отличен от нуля, а величина среднего фазового сдвига (и средней длины рассеяния) будет характеризовать когерентную часть рассеяния: $b_{ког} = \langle b \rangle$.

Некогерентная составляющая сечения связана с неупорядоченностью фазовых сдвигов (амплитуд). В качестве меры неупорядоченности естественно взять среднее квадратичное отклонение распределения амплитуд рассеяния на отдельных центрах относительно их среднего значения, т.е. определить $b_{неког}$ как (18б).

Допустим, что некогерентность рассеяния обусловлена только возможностью реализации различных спиновых состояний нейтрона и ядра. Тогда усреднение по спинам делается легко (аналогичным образом проводилось усреднение по спинам в п.1.1 при выводе формулы для сечения рассеяния нейтронов на изолированном ядре с отличным от нуля спином):

$$\langle b \rangle \equiv b_{ког} = g_+ b_+ + g_- b_- \; , \qquad (19)$$

где b_+ и b_- – длины рассеяния Ферми, отвечающие состояниям с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов нейтрона и ядра соответственно; $g_+ = \frac{I+1}{2I+1}$, $g_- = \frac{I}{2I+1}$. Так как по определению $\langle b^2 \rangle = g_+ b_+^2 + g_- b_-^2$, то

$$b_{неког} = \sqrt{\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2} = \sqrt{(b_+ - b_-)^2 \, g_+ g_-} \quad . \qquad (20)$$

Соотношения (19) и (20) можно получить и для случая рассеяния нейтронов на отдельных свободных ядрах. Преобразуем полученное ранее выражение для сечения рассеяния на изолированном ядре

$$\sigma = 4\pi (g_+ a_+^2 + g_- a_-^2), \qquad (21)$$

воспользовавшись легко проверяемыми тождествами

$$g_+ a_+^2 = (g_+ a_+)^2 + \frac{I(I+1)}{2I+1} a_+^2 \quad ; \quad g_- a_-^2 = (g_- a_-)^2 + \frac{I(I+1)}{2I+1} a_-^2 \quad .$$

Добавляя и вычитая к (21) слагаемое $2 g_+ g_- a_+ a_-$, можно представить его в виде: $\sigma = 4\pi [(g_+ a_+ + g_- a_-)^2 + g_+ g_- (a_+ - a_-)^2]$ или $\sigma = 4\pi (a_{ког}^2 + a_{неког}^2)$, где $a_{ког}$ и $a_{неког}$ имеют вид, аналогичный $b_{ког}$ и $b_{неког}$ (см. (19) и (20)) и представляют собой соответственно когерентную и некогерентную амплитуды для отдельного ядра.

Таким образом, разделение рассеяния медленных нейтронов на когерентную и некогерентную составляющие возможно не только для коллектива ядер, но и для отдельного ядра. Такое разделение есть результат интерференции падающей и рассеянной нейтронных волн. Когерентная часть рассеяния в этом случае обусловлена постоянством фазовых соотношений между падающей и рассеянной волнами для совокупности рассеивающих актов, произошедших на одном ядре. Некогерентная составляющая рассеяния обусловлена хаотическим чередованием актов рассеяния, имеющих различную взаимную ориентацию спинов нейтрона и ядра.

Величины b_+ и b_- имеют фундаментальное значение в физике малонуклонных систем. По ним проверяются современные потенциалы нуклон–нуклонных взаимодействий и любая теория малонуклонных систем. На опыте измеряются, как известно, полное сечение $\sigma = \sigma_{ког} + \sigma_{неког} = 4\pi (g_+ b_+^2 + g_- b_-^2)$ длина когерентного рассеяния $b_{ког} = g_+ b_+ + g_- b_-$ (например, с помощью гравитационного рефрактора, см. п. 1.6) и некогерентное сечение $\sigma_{неког}$ (пропусканием через поликристаллические образцы нейтронов, имеющих энергию, меньшую энергии брегговского скачка, см. далее п. 2). Из этих трех соотношений лишь два являются незави-

симыми. Так как сечения квадратично зависят от длины рассеяния, то любой паре независимых уравнений удовлетворяют два набора длин. Выбор между ними делают обычно с помощью поляризационного эксперимента. Напомним, что такими экспериментами при исследовании np-рассеяния были опыты с орто- и пароводородом.

1.5. Преломление нейтронных волн. Показатель преломления

Преломление нейтронных волн аналогично известному явлению преломления в световой оптике. Как уже подчеркивалось, оно обусловлено интерференцией падающей и рассеянных волн, распространяющихся вдоль направления первичного пучка нейтронов. Вследствие когерентности амплитуды рассеянных волн суммируются, интенсивность результирующих волн пропорциональна квадрату этой суммы. Для всех направлений, кроме направления распространения, сумма равна нулю, а в направлении распространения суммарная амплитуда максимальна. Сложение падающей и рассеянных волн приводит к сдвигу фазы результирующей волны.

Обычно в световой оптике для объяснения явления преломления пользуются волновым представлением, и показатель преломления определяют через отношение фазовых скоростей в пустоте и среде. Нейтронам, которые рассматриваются как волны де Бройля, нельзя приписать определенную фазовую скорость, поэтому при описании их преломления обычно пользуются групповой скоростью (которая равна механической скорости частицы) и длиной волны, т.е. величинами, имеющими более ясный смысл.

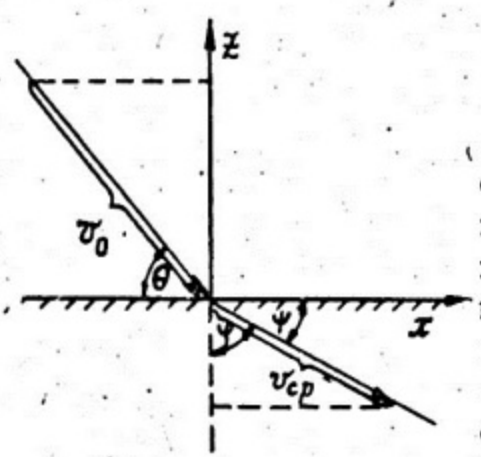


Рис. 2

Преломление можно рассмотреть классически и получить закон, аналогичный закону преломления для волны. Пусть из пустоты на поверхность среды под углом скольжения ϑ к поверхности со скоростью v_0 падают нейтроны (рис. 2). Двигаясь в среде, нейтроны испытывают действие потенциала, что приводит к отклонению их от первоначального направления. Это отклонение будет направлено в сторону нормали к поверхности раздела сред, если скорость частицы в среде v_{cp} превосходит скорость движения ее в пу-

стоте, или в сторону от нормали к поверхности в противоположном случае (именно этот случай изображен на рисунке). При переходе из одной среды в другую продольная составляющая скорости частицы не изменяется, так как силы, действующие на нейтроны со стороны среды в предельном направлении, взаимно уравновешиваются. Изменению подвержена только поперечная составляющая скорости, которая для потенциала отталкивания $(V>0)$ уменьшается, а для потенциала притяжения $(V<0)$, наоборот, увеличивается. Непосредственно из рис. 2 можно получить закон преломления нейтронов:

$$n=\frac{\cos\theta}{\cos\psi}=\frac{v_{cp}}{v_0} \qquad (22)$$

Так как скорость связана с волновым вектором соотношением $k=\frac{m\cdot v}{\hbar}$, то

$$n=\frac{k}{k_0} \qquad (23)$$

Здесь k и k_0 – волновые векторы нейтронов в среде и пустоте соответственно. Соотношение (22) представляет собой закон преломления нейтронных волн, являющийся аналогом известного закона Снеллиуса в оптике. Ради удобства перепишем закон преломления нейтронных волн (23) в виде:

$$n^2=\frac{k^2}{k_0^2} \qquad (23а)$$

Связь между волновыми векторами k и k_0 и характеристиками взаимодействия нейтронов в среде можно получить из уравнений, описывающих распространение нейтронов в среде

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}(E-\langle V\rangle)\psi=0 \qquad (24)$$

и вне ее

$$\Delta\psi+\frac{2m}{\hbar^2}E\cdot\psi=0 \qquad (25)$$

Тогда $k^2=\frac{2m}{\hbar^2}(E-\langle V\rangle)$ и $k_0^2=\frac{2m}{\hbar^2}E$. Отсюда

$$n^2=\frac{k^2}{k_0^2}=\frac{E-\langle V\rangle}{E}=1-\frac{\langle V\rangle}{E} \qquad (26)$$

В (24) – (26) через E обозначена кинетическая энергия нейтрона, а через $\langle V\rangle$ – средний потенциал, действующий на нейтрон в среде.

Соотношение (26) исключительно важно, так как оно указывает на взаимосвязь оптической характеристики взаимодействия нейтрона с веществом – показателя преломления – с потенциальной энергией взаимодействия частицы с внешним полем $\langle V \rangle$. В (26) характеристики среды входят через средний потенциал взаимодействия нейтронов с ядрами. Это не совсем удобно, так как на опыте обычно измеряется либо сечение рассеяния нейтронов в среде, либо длина когерентного рассеяния. Выразим $\langle V \rangle$ через амплитуду когерентного рассеяния, воспользовавшись борновским приближением. Для простоты ограничимся рассмотрением только ядерного взаимодействия нейтронов.

В борновском приближении амплитуда рассеяния нейтронов $f_{кр}(\theta)$ на кристалле (или молекуле), содержащем ν центров рассеяния имеет вид:

$$f_{кр}(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle f | \int d\vec{r}\, e^{i\vec{k}\vec{r}} V e^{-i\vec{k}_0\vec{r}} | i \rangle = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \langle f | \int d\vec{r}\, e^{-i\vec{q}\vec{r}} V | i \rangle .$$

Здесь $\vec{k}_0$ и $\vec{k}$ – волновые векторы начального и конечного состояния; $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}$ – переданный импульс; μ – приведенная масса нейтрона и рассеивателя, которую с хорошей точностью можно считать равной массе нейтрона, т.е. $\mu = m$; $\langle f | \ldots | i \rangle$ – матричный элемент перехода рассеивателя из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$, V – потенциал взаимодействия нейтрона с кристаллом.

Будем считать рассеяние нейтрона упругим ($|\vec{k}| = |\vec{k}_0|$), тогда кристалл не может приобрести или потерять энергию, и, следовательно, рассеиватель остается в исходном состоянии. Поэтому

$$f_{кр}(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle i | \int d\vec{r}\, e^{-i\vec{q}\vec{r}} V | i \rangle . \qquad (27)$$

Вычислим амплитуду рассеяния нейтрона кристаллом на угол 0°:

$$f_{кр}(0^\circ) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle i | \int d\vec{r}\, V | i \rangle .$$

Как видим, $f_{кр}(0^\circ)$ определяется интегралом от рассеивающего поля (схематически изображенного на рис. 3) по всему объему кристалла. Это означает, что рассеивающие свойства среды определяются потенциалом, усредненным по объему среды. Этот эффективный потенциал можно ввести, пользуясь теоремой о среднем, как:

$$f_{кр}(0^\circ) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \langle V \rangle \cdot \mathcal{V},$$

где $\mathcal{V}$ – объем кристалла. Отсюда $\langle V\rangle = -\frac{2\pi\hbar^2}{m}\cdot\frac{f_{кр}(0^0)}{\mathcal{V}}$.

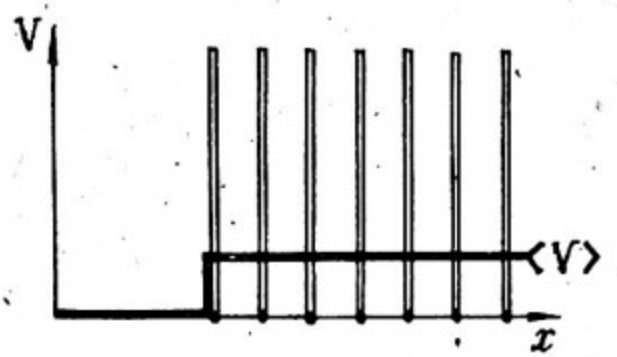


Рис. 3

Опыт показывает, что амплитуда рассеяния нейтрона отдельным ядром мала по сравнению с межатомными расстояниями δ в кристалле: $f(0^0) = -b \ll \delta$ (см. приложение). В этих условиях амплитуда волны, рассеянной каждым из ядер в кристалле, как это следует из (2), будет мала в тех точках, где находятся другие ядра. Тогда амплитуду рассеяния можно свести к сумме амплитуд рассеяния отдельными ядрами. Аналитически это сведение можно осуществить, если V в (27) представить как $V = \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} V_j$, где V_j – потенциал взаимодействия с j-м ядром кристалла. Получим:

$$f_{кр}(0^0) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2}\langle i|\int d\vec{r}\sum_{j=1}^{\mathcal{N}} V_j|i\rangle =$$

$$= \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} -\frac{m}{2\pi\hbar^2}\langle i|\int d\vec{r}\, V_j|i\rangle = \sum_{j=1}^{\mathcal{N}} f_j(0^0)\ , \qquad (28)$$

где f_j (0°)-амплитуда рассеяния нейтрона на угол 0° для отдельного ядра. Если ядра моноизотопные и бесспиновые, то $f_1(0^0) = f_2(0^0) = \ldots = f_j(0^0) \equiv f(0^0) = -b$ или $f_{кр} = \mathcal{N}\cdot f(0^0) = -\mathcal{N}\cdot b$. Следовательно,

$$\langle V\rangle = -\frac{2\pi\hbar^2}{m}\, N\cdot f(0^0) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\cdot Nb\ .$$

Здесь $N = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{V}} = \frac{1}{\delta^3}$ обозначает концентрацию атомов среды. Подставляя полученное выражение в (26), находим

$$n^2 = 1 + \frac{\lambda^2 N}{\pi} f(0^0) = 1 - \frac{\lambda^2 N}{\pi}\cdot b\ . \qquad (29)$$

То, что показатель преломления определяется амплитудой рассеяния на угол 0°, наглядно показывает, что преломление ней-

тронов обусловлено интерференцией волн, распространяющихся вдоль направления падающего пучка.

Применение борновского приближения на первый взгляд кажется неоправданным, так как потенциал ядерного взаимодействия нейтронов с веществом нельзя считать малым возмущением и волновая функция нейтрона вблизи ядра существенно отличается от плоской волны. Однако хотя ядерное взаимодействие и велико, область действия его мала, поэтому на нейтроны в среде эффективно будет действовать потенциал, существенно меньший кинетической энергии частицы и представляющий собой усредненный по всему объему, занимаемому средой, реальный потенциал нейтронно-ядерного взаимодействия (рис. 3). Его естественно трактовать как работу выхода, которую должен затратить нейтрон при переходе из среды в вакуум. Нетрудно видеть, что для эффективного потенциала $\langle V \rangle$ условия применимости борновского приближения выполняются, и он будет равен по порядку величины:

$$\langle V \rangle \sim \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^3 U ,$$

где U – глубина потенциальной ямы для ядра; r_0 – размер области действия ядерных сил. Полагая $U \approx 40$ МэВ, $r_0 \approx 5 \times 10^{-13}$ см и длину волны нейтрона сравнимой с характерным расстоянием между атомами среды $\lambda \sim \delta \approx 2{,}3 \cdot 10^{-8}$ см (значения r_0 и δ оценены для железа ^{57}Fe, $\rho = 7{,}8$ г/см^3), получим: $\langle V \rangle = 1{,}06 \cdot 10^{-14} \cdot 40 \cdot 10^6 \approx 4{,}5 \cdot 10^{-7}$ эВ. Кинетическая же энергия нейтрона с длиной волны $\lambda \approx 2{,}3 \cdot 10^{-8}$ см, как следует из (1), равна $\sim 0{,}35$ эВ.

Эта оценка показывает, что хотя эффективный потенциал обязан своим происхождением сильному взаимодействию, но из-за малого объема, занимаемого ядрами в среде, и короткого радиуса действия ядерных сил эффективный потенциал $\langle V \rangle$ оказывается ничтожно малым.

Формулу (28) и, следовательно, (29), легко обобщить на случай кристалла, состоящего из рассеивающих центров различного типа (под типом рассеивающего центра понимаются: определенный элемент, определенный изотоп данного элемента, определенное спиновое состояние нейтрона и ядра). Вводя раздельное суммирование по различным типам рассеивающих центров, можно записать

$$f_{kp}(0^0) = \sum_{ikj} \vartheta_i \rho_k^i \chi_j^{ik} f_{ijk}(0^0) ,$$

где ϑ_i – число ядер i-го элемента в объеме $\mathcal{V}$ кристалла; ρ_k^i –

вероятность найти k-й изотоп среди i-го элемента; χ_j^{ik} – вероятность реализации j-го спинового состояния для k-го изотопа i-го элемента; $f_{ikj}(0^\circ))$ – амплитуда рассеяния на угол 0° для j-го спинового состояния k-го изотопа i-го элемента. Для моноизотопного кристалла, ядра которого имеют спин I, суммирование по j в соответствии с (19) приводит к когерентной амплитуде рассеяния:

$$f_{кр}(0^\circ) = \nu\left[g_+ f_+(0^\circ) + g_- f_-(0^\circ)\right] \equiv -\nu \cdot b_{ког},$$

где $g_+ = \frac{\nu_+}{\nu}$, $g_- = \frac{\nu_-}{\nu}$ – соответственно доли ядер в кристалле, имеющих взаимнопараллельную и взаимноантипараллельную ориентацию спинов нейтрона и ядра; f_+ и f_- – амплитуды рассеяния на угол 0° для состояний с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов нейтрона и ядра. Окончательно получаем:

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2 N}{\pi} b_{ког}. \qquad (30)$$

Формула, аналогичная (30), впервые была выведена великим итальянским физиком Э. Ферми, которого по праву считают основателем теоретической и экспериментальной нейтронной оптики. Используемое Э. Ферми выражение отличается от написанного здесь тем, что длина рассеяния в нем заменена на $\sqrt{\frac{\sigma_s}{4\pi}}$, где σ_s – сечение рассеяния. Как видно из (30), показатель преломления различен для нейтронов с разной энергией и определяется длиной когерентного рассеяния и атомной плотностью среды. От деталей атомной структуры показатель преломления не зависит.

Для кристаллов, состоящих из различных химических элементов, (30) переходит в формулу

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_i N_i \, b_{ког}^i,$$

где N_i – концентрация ядер i-го элемента.

Подчеркнем то обстоятельство, что показатель преломления определяется длиной когерентного рассеяния для связанного ядра, а не для свободного. Такую зависимость легко объяснить, если принять во внимание, что преломленная волна возникает как результат интерференции падающей волны и волн, рассеянных под углом 0°. Но при рассеянии вперед отдачей ядра можно пренебречь, т.е. ядра можно считать жестко связанными.

Как показывает опыт, длина когерентного рассеяния может быть как положительной (для большинства элементов), так и отрицательной. Это означает, что для нейтронов большинство сред являются оптически менее плотными ($n<1$) и только некоторые среды (H , ^{7}Li , ^{55}Mn , ^{61}Ni и т.д.) оптически более плотные. Напомним, что для рентгеновых лучей фаза рассеяния положительна, т.е. все среды для них являются оптически менее плотными.

Если в закон дисперсии (30) подставить значения b , типичные для большинства элементов (см. приложение), то в довольно широком диапазоне длин волн показатель преломления нейтронов будет очень близок к единице. Эта особенность преломления проявляется для основной части диапазона длин волн тепловых нейтронов и даже в области энергий холодных нейтронов. Так, для нейтронов с $\lambda = 10$ Å в бериллии ($b = 7{,}8$ Фм) n отличается от единицы всего на 10^{-3}. Отличие от единицы настолько мало, что отклонение нейтронного пучка в среде не превышает нескольких угловых минут (именно это обстоятельство после обнаружения другого волнового явления – дифракции – долгое время препятствовало наблюдению преломления нейтронов). Малость второго слагаемого в (30) по сравнению с единицей позволяет упростить формулу для показателя преломления:

$$n = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi} N \cdot b_{ког} \quad . \qquad (31)$$

Другая замечательная особенность преломления наблюдается при очень больших длинах волн. Как видно из (30), в средах, для которых $b>0$ при длине волны нейтронов больше некоторого граничного значения $\lambda_{гр}$, т.е. при $\lambda > \lambda_{гр}$, величина n^2 может стать равной нулю или даже отрицательной, а показатель преломления мнимым. Это означает, что нейтронная волна не может распространяться в веществе и, следовательно, отражается от поверхности уже независимо от угла падения. Нейтроны с длиной волны, большей $\lambda_{гр}$, и были названы УХН.

Формула (31) учитывает только ядерные взаимодействия нейтронов в веществе. Однако на движение нейтрона в среде влияют также магнитные и гравитационные поля. Потенциал взаимодействия нейтрона с внешним магнитным полем B равен $\langle V \rangle = \pm \mu B$, где $\mu = 2\gamma\mu_{Б} \cdot S$ – магнитный момент нейтрона; знак плюс соответствует ориентации спина нейтрона вдоль поля, а знак минус – противоположной ориентации. Следовательно, на нейтроны в намагниченной среде, например в ферромагнетике, будет действовать потенциал

$$\langle V \rangle = \frac{2\pi\hbar^2 N \cdot b}{m} \pm \mu B \ .$$

Соответственно показатель преломления примет вид:

$$n = 1 - \lambda^2 \left[\frac{N \cdot b}{2\pi} \pm \frac{m}{4\pi^2\hbar^2} \mu B \right] . \qquad (32)$$

Различие в показателях преломления для двух направлений поляризации означает, что для нейтронов в ферромагнетике должно наблюдаться явление двойного лучепреломления*. На практике это явление используется для получения пучков поляризованных нейтронов (подробнее см. п. 3.2). Строго говоря, в (32) вместо величины B должна входить величина $B - H = B\left(1 - \frac{1}{\mu_0}\right)$, где μ_0 – магнитная проницаемость среды. Но для ферромагнетиков $\mu_0 \gg 1$ и поправкой можно пренебречь.

Для парамагнитных веществ магнитное рассеяние не оказывает влияния на показатель преломления, поскольку средняя амплитуда магнитного рассеяния, обусловливающая преломление, равна в данном случае нулю. Заметим также, что (32) получена в рамках модели Швингера, в которой предполагается, что магнитный момент нейтрона обусловлен внутренними токами (подробнее см. п. 4).

При движении нейтрона в гравитационном поле на него оказывает влияние потенциал $V = mgz$ (g – ускорение свободного падения, z – высота). Поэтому самый общий потенциал, действующий на нейтрон в среде, должен включать все три поля: ядерных сил, магнитное и гравитационное:

$$\langle V \rangle = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N \cdot b \pm \mu B + mgz \ . \qquad (33)$$

Гравитационный потенциал оказывает существенное влияние на движение нейтронов только при очень низкой энергии порядка сотен наноэлектронвольт. Особенность оптики нейтронов столь низких энергий состоит в том, что показатель преломления, как

---

* Явление двулучепреломления должно наблюдаться и в тех случаях, когда магнитное взаимодействие нейтронов отсутствует, но длина рассеяния b зависит от направления поляризации. Это возможно, в частности, при рассеянии нейтронов на ядрах со спином, отличным от нуля. В этом случае двулучепреломление будет проявляться во вращении плоскости поляризации по мере проникновения пучка поляризованных нейтронов в поляризованную мишень.

следует из (33), переменный, т.е. это оптика неоднородных сред.

В самом общем случае потенциал взаимодействия нейтронов с веществом содержит и четвертое слагаемое, обусловленное слабым взаимодействием нейтронов с нуклонами атомных ядер. Это слагаемое будет весьма малой добавкой к потенциалу (33), но ее наличие в силу несохранения пространственной четности в слабом взаимодействии может обнаруживаться в виде P-нечетных эффектов в соответствующих нейтронно-оптических явлениях: двойном лучепреломлении и дихроизме. В этом случае двойное лучепреломление должно проявляться как вращение спина нейтрона вокруг его импульса по мере проникновения пучка вглубь вещества, а дихроизм должен проявляться как зависимость прозрачности вещества от спиральности нейтронов. Соответствующие P-нечетные эффекты недавно были обнаружены на опыте.

Существование явления преломления нейтронных волн открыло возможности создания нейтронно-оптических устройств, аналогичных обычным оптическим устройствам: призм, линз, зеркал, микроскопов и т.д. Сложности их изготовления возникают из-за того, что для диапазона длин волн тепловых нейтронов, широко используемых в экспериментах, показатель преломления нейтронов, как уже указывалось, очень близок к единице. Как отмечал Э. Ферми, "фокусирующие линзы, сделанные из вещества с n несколько большим единицы, должны были быть чудовищно выпуклыми, чтобы пригодиться хоть на что-нибудь. Фокусирующая линза из вещества с $n<1$ выглядела бы как рассеивающая оптическая линза. Такие линзы в принципе осуществимы, но ввиду крайней малости $n-1$ совершенно непрактичны". Однако ввиду специфической зависимости показателя преломления от длины волны нейтрона, возможности изготовления нейтронно-оптических устройств для очень медленных нейтронов - холодных и ультрахолодных - уже не выглядят пессимистическими. В последние годы фокусирующие двояковогнутые линзы и призматические монохроматоры уже использовались в экспериментах с холодными нейтронами.

1.6. Полное внешнее отражение нейтронов

Как уже указывалось, большинство веществ являются для нейтронов оптически менее плотными средами по сравнению с вакуумом (т.е. для них $b>0$ и $n<1$). Это означает, что нейтронный луч, падающий из пустоты на границу среды, преломля-

ясь в среде, будет отклоняться в сторону от нормали к ее поверхности. Если угол скольжения θ (см. рис. 2) станет меньше некоторого критического угла $\theta_{кр}$, то нейтронная волна не будет проникать в среду, а будет целиком отражаться от ее поверхности. Это явление, аналогичное соответствующему явлению в световой оптике, называют полным внешним отражением*. Критический угол скольжения можно найти из (22), считая угол преломления нейтронной волны равным $\varphi_{кр} = 90^{\circ}$, т.е.:

$$\cos\theta_{кр} = n\cos\varphi_{кр} = n\cos(90^{0} - \varphi_{кр}) = n \quad . \qquad (34)$$

К этому соотношению можно придти также, пользуясь корпускулярным языком. Разложим вектор скорости падающего нейтрона на продольную и поперечную составляющие: $v_{\perp} = v_0 \sin\theta$, $v_{\parallel} = v_0 \cos\theta$. Кинетическую энергию нейтрона условно можно представить в виде двух компонент – поперечной и продольной:

$$E_{\perp} = \frac{m v_{\perp}^2}{2} = \frac{m v_0^2}{2} \sin^2\theta = E\sin^2\theta \; ; \qquad E_{\parallel} = E\cos^2\theta \quad . \qquad (35)$$

Для внешнего полного отражения необходимо, чтобы поперечная компонента кинетической энергии $E_{\perp}$ была меньше средней потенциальной энергии отталкивания нейтронов в среде (энергии нейтронов недостаточно, чтобы преодолеть отталкивание), т.е.

$$E_{\perp} = E\sin^2\theta_{кр} \leq \langle V \rangle \quad . \qquad (36)$$

Отсюда следует, что $\cos^2\theta_{кр} \leq 1 - \frac{\langle V \rangle}{E} = n^2$ и $\cos\theta_{кр} = n$. Из закона дисперсии (30) следует, что показатель преломления для тепловых и холодных нейтронов весьма незначительно отличается от единицы, т.е. $\cos\theta_{кр} \approx 1$. Это предполагает малость критического угла и поэтому косинус может быть разложен в ряд по степеням $\theta_{кр}$. Ограничиваясь двумя первыми членами разложения, получаем: $1 - \frac{\theta_{кр}^2}{2} = n$, или:

$$\theta_{кр} = \left[2(1-n)\right]^{1/2} \quad . \qquad (37)$$

---

* В отличие от обычной оптики, в которой явление полного отражения света от границы раздела сред называют полным внутренним отражением, в нейтронной оптике аналогичное явление называют полным внешним отражением, так как термин "внутреннее отражение" по отношению к нейтронной волне, падающей из вакуума и отражающейся вновь в вакуум, представляется не совсем оправданным.

Если магнитным и гравитационным взаимодействием нейтронов можно пренебречь, то в соответствии с (31) выражение для критического угла скольжения может быть записано в виде:

$$\bar{\theta}_{кр} = \lambda \sqrt{\frac{N \cdot b_{ког}}{\pi}} \qquad (38)$$

Для отражения от намагниченных зеркал критический угол скольжения

$$\theta_{кр} = \lambda \left[\frac{N \cdot b_{ког}}{\pi} \pm \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \mu B \right]^{1/2} \qquad (39)$$

Изменение интенсивности отраженного пучка в зависимости от угла скольжения θ для монохроматического пучка нейтронов иллюстрирует рис. 4 (схема измерений изображена в верхней части рисунка). По оси ординат отложено отношение интенсивностей отраженного и падающего пучков. Видно, что для $\theta < \theta_{кр}$ интенсивности отраженного и падающего пучков равны, а для $\theta > \theta_{кр}$ интенсивность отраженного пучка практически равна нулю. В области углов скольжения, близких к $\theta_{кр}$, распределение интенсивностей имеет резкий край. Это позволяет проводить точные измерения критического угла скольжения и, следовательно, точные измерения нейтронно-оптических характеристик среды.

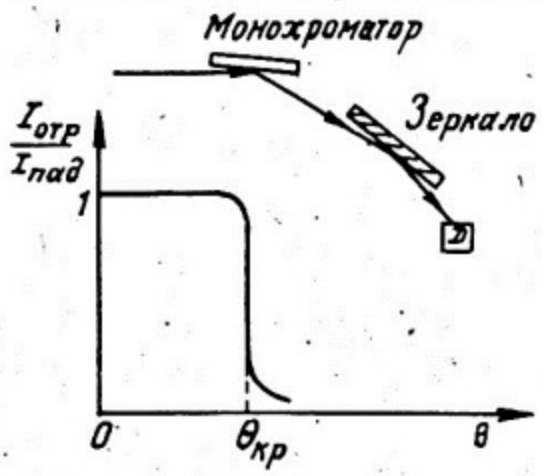


Рис. 4

Если первичный пучок нейтронов не монохроматический, то распределение интенсивностей отраженного пучка будет наложением распределений, изображенных на рис. 4, причем каждое из складываемых распределений будет иметь свое значение критического угла, соответствующее своей длине волны. Качественный характер результирующего распределения показан на рис. 5. В этом случае переход от максимальной интенсивности отраженного луча к нулевой более плавный и форма его зависит от энергетического спектра падающих нейтронов. Возможность из-

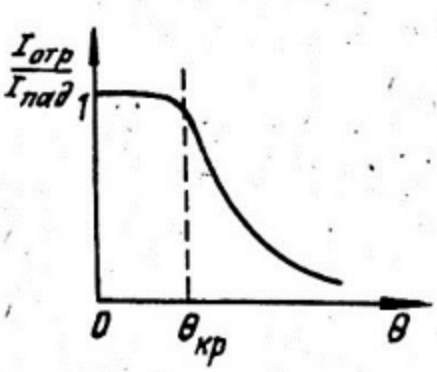


Рис. 5

мерения критического угла данным методом основана на точном знании спектра первичных нейтронов. Таким способом можно измерить, например, показатель преломления для холодных нейтронов.

Применение явления полного внешнего отражения в физике нейтронов весьма многообразно. Его можно использовать как очень точный метод измерения фундаментальных ядерно-физических характеристик вещества – амплитуд ядерного рассеяния нейтронов (длин рассеяния Ферми) и, следовательно, сечений когерентного рассеяния. Для этой цели может служить, например, соотношение (38). Заметим, кстати, что при современном состоянии теории ядерных сил теоретические вычисления амплитуд когерентного рассеяния не представляются возможными.

Показатель преломления нейтронов можно было бы измерить по отклонению (в среде) пучка нейтронов от первоначального направления. Однако этот метод существенно менее точный, чем метод измерения критического угла скольжения. В самом деле, вычитая из единицы обе части равенства (22) и полагая углы падения и преломления близкими, получим, что изменение угла при преломлении

$$\Delta i = \frac{\cos\varphi}{\sin\theta}(1-n). \qquad (40)$$

Из (40) видно, что отклонение пучка при преломлении увеличивается от $\Delta i_{min}=0$ (при угле скольжения $\theta = 90^{\circ}$) до $\Delta i_{max}=\frac{1-n}{\sin\theta_{кр}}$ (при $\theta=\theta_{кр}$). Максимальное отклонение

$$\Delta i_{max}=\frac{1-\cos\theta_{кр}}{\sin\theta_{кр}}\approx\frac{\theta_{кр}}{2},$$

т.е. половине критического угла полного внешнего отражения. Для тепловых нейтронов в Be это значение равно 6 мин. Поэтому лучшим методом измерения показателя преломления является определение критического угла полного внешнего отражения, поскольку в этом случае наблюдаемый эффект максимален и, кроме того, нейтроны не проходят через вещество, т.е. не уменьшается их интенсивность.

Явление полного внешнего отражения (ПВО) можно наблюдать на тех веществах, для которых амплитуда когерентного рассеяния положительна. Это обстоятельство позволяет определить знак амплитуды рассеяния, просто исходя из факта наличия или отсутствия зеркального отражения. Метод ПВО является

единственным методом, с помощью которого производится прямое экспериментальное наблюдение знака когерентной амплитуды рассеяния. В других методах определение знака неизвестной амплитуды производится путем сравнения с известной амплитудой рассеяния.

Другое достоинство метода полного отражения (помимо возможности прямого определения знака амплитуды рассеяния) обусловлено прямой связью между критическим углом и амплитудой когерентного рассеяния материала зеркала. Поскольку, как отмечалось выше, преломление обусловлено интерференцией волн, рассеянных на угол 0°, структурно-динамические характеристики вещества не будут сказываться на амплитуде рассеяния, определенной методом полного внешнего отражения (фактор Дебая – Валлера для волн, упруго рассеянных вперед, будет равен единице – см. п. 1.8). Поэтому метод ПВО дает амплитуду рассеяния безотносительно к тому, в каком агрегатном состоянии находится вещество: жидком, газообразном или твердом. Это означает также, что метод не пригоден для изучения структуры и динамики вещества.

Измерения критических углов скольжения требуют хорошо сколлимированных пучков нейтронов, угловая расходимость их должна быть существенно меньше величины критического угла, который обычно сам по себе мал. Учитывая квадратичную зависимость амплитуды когерентного рассеяния от критического угла рассеяния (38), следует иметь в виду, что точность определения амплитуды будет в два раза хуже точности измерения $\theta_{кр}$, а точность измерения сечения когерентного рассеяния будет хуже в 4 раза.

Принимая во внимание характеристики спектров нейтронов, полученных в самых мощных источниках нейтронов – ядерных реакторах, следует указать на возможность применения двух вариантов метода полного внешнего отражения. В первом из них используются монохроматические нейтроны, получаемые отражением от монокристаллов (отметим, что длина волны нейтронов, соответствующая максимуму максвелловского распределения, $\lambda =$ $= 2$ Å сравнима с характерными расстояниями между атомами в кристалле). В другом варианте используется пучок нейтронов, проходящий поликристаллический фильтр. Наличие в спектре отфильтрованных нейтронов резкой границы со стороны малых длин волн (подробнее см. п. 2) позволяет при тщательной постановке опытов определять критические углы скольжения с точностью порядка 0,5%. Недостаток второго варианта метода – немоно-

хроматичность пучка – компенсируется выигрышем в его интенсивности.

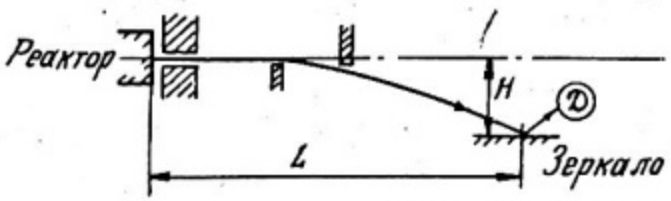


Рис. 6

Примером современных установок, предназначенных для прецизионного измерения длины когерентного рассеяния может служить гравитационный рефрактометр. Принцип его работы, иллюстрирует рис. 6. Нейтрон, вылетевший со скоростью v в горизонтальном направлении и пролетевший расстояние L, опустится на высоту H и приобретет при этом дополнительную энергию $E_\perp = mgH$, где m – гравитационная масса нейтрона, g – ускорение свободного падения. Высоту H можно найти из хорошо известного соотношения $H = \frac{g}{2}\left(\frac{L}{v}\right)^2$. Если на пути нейтрона поместить зеркало из исследуемого вещества, то возможность проникнуть в среду или отразиться от нее будет зависеть от того превосходит или нет приобретенная в свободном падении кинетическая энергия нейтрона $E_\perp$ потенциальную энергию отталкивания в веществе $\langle V \rangle$, т.е. условие отражения при падении на зеркало под критическим углом, как и прежде (см. (36)), имеет вид: $E_\perp \leq \langle V \rangle$. Поэтому потенциальную энергию нейтрона в среде можно принять равной $\langle V \rangle = E_\perp = mgH$. Поскольку $1-n^2 = \frac{\langle V \rangle}{E} = \frac{\lambda^2 N b}{\pi}$, уравнение для определения длины когерентного рассеяния приобретает вид:

$$b = g\,\frac{m^2}{2\pi N \hbar^2}\,H\ .$$

Все величины в правой части этого уравнения либо хорошо известные константы, либо могут быть измерены очень точно. Это обеспечивает высокую точность определения длины когерентного рассеяния. Для висмута, например, погрешность измерения b не превышала 0,017%.

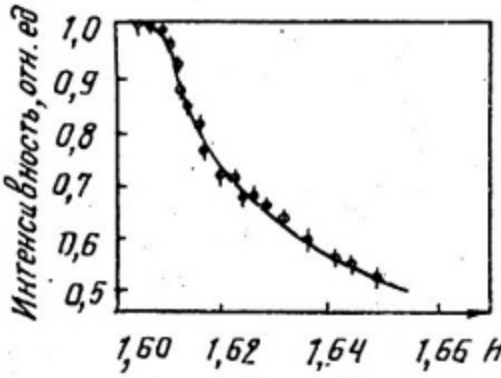


Рис. 7

На рис. 7 в качестве примера приведены результаты эксперимента на гравитационном рефрактометре, полученные при отражении нейтронов от поверхности тяжелой воды. Теоретическая кривая (плавная линия) построена для $H = 1{,}61$ м.

1.7. Коэффициент отражения нейтронов

Отражение нейтронов от поверхности раздела сред возможно, в принципе, при любых углах скольжения. Однако, если при угле скольжения, меньшем или равном критическому, отражаются практически все нейтроны, то при углах скольжения, больших $\theta_{кр}$, интенсивность отражения сильно уменьшается. Это явление также имеет себе аналог в геометрической оптике. Задачу об отражении света от плоской границы в начале прошлого столетия решил Френель.

Рассмотрим задачу об отражении и преломлении монохроматических нейтронов от плоской границы раздела двух однородных сред. Пучок нейтронов будем считать направленным из среды 1 в среду 2 (см. рис. 2). Волновые векторы падающей, отраженной и преломленной волн будем отмечать индексами 0, 1, 2 соответственно. В качестве оси z системы координат выберем направление нормали к плоскости раздела. В силу однородности сред в плоскости, перпендикулярной оси z, т.е. в плоскости xy, волновые векторы всех трех волн $\vec{k}_0$, $\vec{k}_1$, $\vec{k}_2$ будут иметь одинаковые в обеих средах компоненты k_x и k_y. Это означает, что направления распространения волн лежат в одной плоскости; в качестве ее возьмем плоскость zx.

Волновая функция, описывающая распространение нейтронных волн в среде 1, является решением уравнения типа (24) и представляет собой суперпозицию двух волн: падающей и отраженной. Не нарушая общности, ее можно записать в виде:

$$\psi_I = e^{i\vec{k}_0\vec{r}} + \eta e^{i\vec{k}_1\vec{r}} \qquad (41)$$

Здесь амплитуда падающей волны выбрана равной единице, а отраженной – η. Поскольку обе волны распространяются в одной среде, волновые векторы их должны быть равны по абсолютной величине; при отражении меняется только направление распространения, т.е. $k_0 = k_1 = k$. Волновой вектор преломленной волны будет меняться как по величине, так и по направлению, т.е. $k_2 \neq k_0 = k_1 = k$. Аналогичное решение для преломленной волны может быть представлено как

$$\psi_{II} = \zeta e^{i\vec{k}_2\vec{r}}, \qquad (42)$$

где ζ – ее амплитуда.

Для нахождения амплитуд преломленной и отраженной волн необходимо воспользоваться условиями сшивания решений, кото-

рые предполагают непрерывность функций и их производных на границе сред:

$$\psi_I(0) = \psi_{II}(0) \; ; \tag{43а}$$

$$\left.\frac{\partial \psi_I}{\partial x}\right|_0 = \left.\frac{\partial \psi_{II}}{\partial x}\right|_0 \; ; \tag{43б}$$

$$\left.\frac{\partial \psi_I}{\partial z}\right|_0 = \left.\frac{\partial \psi_{II}}{\partial z}\right|_0 . \tag{43в}$$

Представим скалярные произведения, входящие в показатели экспонент в решениях (41) и (42), в виде суммы компонент:

$$\vec{k}_0 \vec{r} = k(\cos\theta \cdot x - \sin\theta \cdot z) \; ;$$

$$\vec{k}_1 \vec{r} = k(\cos\theta \cdot x + \sin\theta \cdot z) \; ;$$

$$\vec{k}_2 \vec{r} = k_2(\sin\varphi \cdot x - \cos\varphi \cdot z) \; , \qquad \varphi = 90^0 - \psi ,$$

где через φ и θ обозначены углы соответственно преломления и падения (см. рис. 2). В этих выражениях учтено, что угол падения волны равен углу отражения. Тогда из условий сшивания получим соотношения, связывающие интенсивности всех волн:

$$1 + \eta = \zeta \; ; \tag{44а}$$

$$k\cos\theta(1+\eta) = \zeta k_2 \cdot \cos\psi \; ; \tag{44б}$$

$$k\sin\theta(1-\eta) = \zeta k_2 \cdot \sin\psi . \tag{44в}$$

Подставляя (44а) в (44б), приходим к полученному ранее (см. (22)) закону преломления Снеллиуса для нейтронов:

$$\frac{\cos\theta}{\cos\psi} = \frac{k_2}{k} = n . \tag{45}$$

Равенство (44в) с учетом (44а) легко преобразуется в

$$\eta = \frac{k\sin\theta - k_2\sin\psi}{k\sin\theta + k_2\sin\psi} .$$

или, принимая во внимание (45),

$$\eta = \frac{\sin\theta - \sqrt{n^2 - \cos^2\theta}}{\sin\theta + \sqrt{n^2 - \cos^2\theta}} . \tag{46}$$

Другая форма записи $\eta = \frac{\sin(\theta-\varphi)}{\sin(\theta+\varphi)}$.

Учитывая (41) и (42), интенсивность отраженной волны можно найти как квадрат модуля коэффициента, стоящего перед $e^{i\vec{k}_1\vec{r}}$, т.е.

$$R(\theta) = |\eta(\theta)|^2 , \qquad (47)$$

а интенсивность преломленной волны как

$$D(\theta) = 1 - R(\theta) . \qquad (48)$$

Полученный результат в точности совпадает с формулой Френеля для света, поляризованного нормально к плоскости падения.

Как видно из (46) и (47), интенсивность отраженного пучка максимальна при $\theta = 0$ и минимальна для пучка, падающего на поверхность под углом $\theta = \pi/2$, т.е.

$$\begin{cases} R(0) = 1 ; \\ R(\pi/2) = \left[\frac{1-n}{1+n}\right]^2 . \end{cases} \qquad (49)$$

Поскольку, как уже отмечалось, в большинстве случаев показатель преломления нейтронов близок к единице, коэффициент отражения для нормального падения нейтронов будет очень мал. Качественно ход зависимости R от θ показан на рис. 8. Если в (46) положить $\theta = \theta_{кр}$, то коэффициент отражения обращается в единицу; нейтроны так же, как и при $\theta = 0$, полностью отражаются от поверхности.

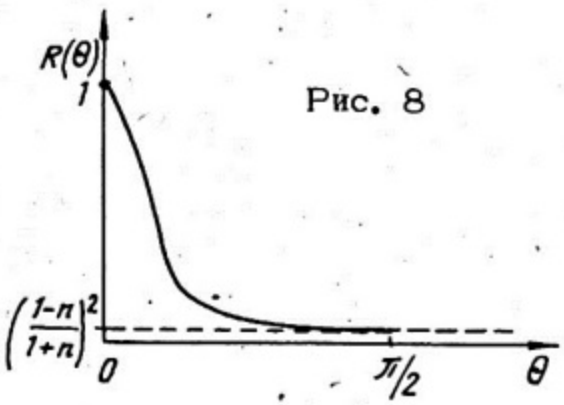


Рис. 8

Заметим, что (46) и (49) верны для отражения как от оптически более плотных сред ($n > 1$), так и для оптически менее плотных сред ($n < 1$), тогда как формула $R(\theta_{кр}) = 1$ верна только для сред с показателем преломления, меньшим единицы. Формула (49) для $R(\pi/2)$ в высшей степени полезна при рассмотрении отражения УХН, так как с ее помощью можно выяснить условия, при которых нейтроны будут отражаться от поверхности материалов независимо от их угла падения.

1.8. Брэгговское рассеяние нейтронов (дифракция)

Медленные нейтроны, рассеивающиеся на отдельных атомах, могут вылетать в любом направлении по отношению к направлению первичного нейтрона (см. п. 1.1). Если же пучок нейтронов падает на кристалл, который представляет собой систему упорядоченно расположенных рассеивателей, то законы рассеяния могут измениться. Согласованное действие атомов кристалла может приводить к тому, что рассеянные нейтронные волны будут возникать не в произвольных направлениях, а в строго определенных, задаваемых, как и в случае рентгеновых лучей, условием Брэгга – Вульфа. Это явление получило название дифракции нейтронов.

Сущность явления дифракции заключается в том, что когерентно рассеянные отдельными атомами под разными углами нейтронные волны интерферируют друг с другом. Интерференция усиливает волну, распространяющуюся в направлении, задаваемом условием Брэгга–Вульфа (отраженная волна), и погашает ее во всех прочих направлениях. Ясно, что характеристики отраженной волны в сильной степени зависят от расстояний между атомами кристалла, т.е. от его структуры, и поэтому дифракционное рассеяние нейтронов может быть использовано для изучения структуры вещества.

Наряду с отраженной волной будет наблюдаться еще одна распространяющаяся в кристалле волна – преломленная. Глубина проникновения преломленной волны в кристалл невелика, так как по мере попадания на более глубоко распространенные слои она ослабляется. Ослабление преломленной волны также обусловлено интерференцией падающей нейтронной волны со вторично отраженными от кристаллографических плоскостей волнами.

Условия наблюдения дифракционно отраженного пучка нейтронов наиболее просто и наглядно можно получить, интерпретируя рассеяние нейтронов как отражение нейтронных волн от определенного семейства кристаллических плоскостей*. Усиление двух нейтронных волн (1 и 2 на рис. 9), отраженных от двух соседних плоскостей, произойдет в том случае, если разность их хода $2x$ будет равна целому числу длин волн. Как видно из рис. 9, $2x = 2d\sin\theta$, поэтому условие, при котором будет наблю-

* Под кристаллической плоскостью понимают плоскость, проведенную через любые три узла кристаллической решетки. Набор взаимно параллельных плоскостей, отстоящих друг от друга на одинаковом расстоянии, образуют семейство.

даться усиление волн, имеет вид:

$$2d\sin\theta = n\lambda \,. \qquad (50)$$

Это и есть хорошо известное из рентгеновской оптики условие Брэгга – Вульфа. В соотношении (50) целое положительное число $n = 1, 2, 3, \ldots$ называют порядком отражения, d есть межплоскостное расстояние*.

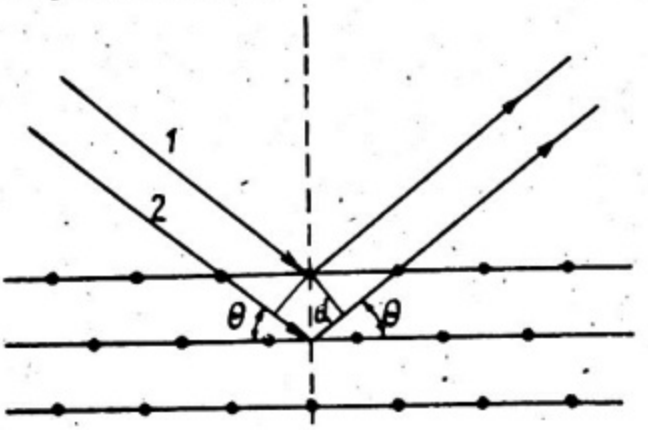


Рис. 9

Из условия Брэгга – Вульфа следует, что для заданного семейства кристаллических плоскостей в данном направлении будут отражаться нейтроны разных длин волн:

$$\lambda_n = \frac{2d\sin\theta}{n} \,. \qquad (51)$$

и, следовательно, разных энергий $E_n = n^2h^2\left[8md^2\sin^2\theta\right]^{-1}$. При этом, как показывает теория, интенсивность отражения n–го порядка меньше интенсивности первого порядка в n^2 раз.

Формула Брэгга – Вульфа, записанная в виде (51), подразумевает, что длина волны рассеиваемых нейтронов должна быть меньше $2d$. Если же нейтроны будут иметь длину волны, превышающую более чем в два раза максимальное межплоскостное расстояние $d_{макс}$ (для кубической ячейки, например, $d_{макс} = a_0$), то они просто не будут испытывать дифракционного отражения и будут проходить через кристалл, рассеиваясь только некогерентным образом. Это свойство нейтронов с длиной волны боль-

* Расстояния между кристаллическими плоскостями d определяются, как известно, с помощью так называемых индексов Миллера (h, k, l), которые характеризуют ориентацию плоскости в пространстве кристалла. Например, для элементарной кубической ячейки с ребром a_0 величина d выражается через миллеровские индексы соотношением $d = \frac{a_0}{(h^2+k^2+l^2)^{1/2}}$.

шей $2d$ используется для получения холодных нейтронов (см. далее п. 2).

Если пучок падающих на кристалл нейтронов полихроматический, ("белый"), то, как следует из (50), из него будут отбираться нейтроны с подходящими длинами волн и рассеиваться в направлениях, определяемых этим равенством. На использовании этого обстоятельства основан один из важных методов монохроматизации медленных нейтронов с помощью монокристаллов. Так как угол θ, входящий в (50), может быть брэгговским углом для нейтронов с различной энергией, соответствующей отражениям различного порядка, то на практике стремятся использовать отражения только первого порядка, интенсивность которого максимальна, а от отражений остальных порядков пытаются избавиться. Эта задача обычно решается подбором соответствующего монокристалла, либо посредством использования механических прерывателей и фильтров в сочетании с монокристаллами.

Если наблюдать дифракцию на ферромагнитных монокристаллах, то можно создать такие условия, при которых получающиеся монохроматические пучки нейтронов будут поляризованными. Степень поляризации таких пучков может быть близка к 100%, а максимальная энергия нейтронов достигать при этом значений ~ 1 эВ.

На опыте отраженные лучи получают двумя способами, различающимися ориентацией кристаллических плоскостей в кристалле и установкой кристалла по отношению к первичному пучку. В первом способе, который собственно и рассматривался нами, кристаллические плоскости ориентированы параллельно поверхности кристалла, отраженные нейтроны выходят со стороны падающего пучка (рис. 10,а). Этот способ установки кристалла называют геометрией Брэгга (на отражение). В другом способе, называемом геометрией Лауэ (на прохождение), отраженные нейтроны проходят через кристалл и выходят со стороны, противоположной падающему пучку (рис. 10,б). Межкристаллические плоскости в этом случае ориентированы в направлении, перпендикулярном поверхности кристалла. На рисунках отражающие плоскости изображены пунктиром.

Ярко выраженная угловая зависимость брэгговского рассеяния нейтронов отражает особенности атомной структуры и динамики рассеивателя и поэтому широко используется для их изучения. Эта область исследований получила название струк-

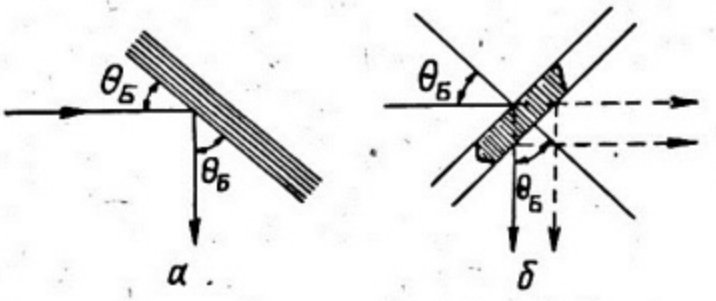


Рис. 10

турной нейтронографии. Однако для определения кристаллической структуры одной угловой зависимости недостаточно, нужно измерять также интенсивность нейтронов при различных отражениях. Интенсивность при заданном отражении обусловлена когерентным действием рассеивающих центров и пропорциональна квадрату амплитуды волны, рассеянной на определенной совокупности плоскостей решетки. Эта амплитуда является определенной функцией числа атомов в плоскостях и их расположения. Амплитуда рассеянной волны для элементарной ячейки кристалла при определенном отражении выражается через амплитуды когерентного рассеяния отдельных атомов b_j с помощью структурного фактора элементарной ячейки:

$$F_{hkl}=\sum_j b_j e^{2\pi i(hx_j+ky_j+lz_j)}, \qquad (52)$$

где суммирование проводится по различным атомам элементарной ячейки с координатами x_j, y_j, z_j. Здесь h, k, l – индексы Миллера (вывод выражения (52) см., например, в [3]). Формула (52) дает структурный фактор в приближении замороженной решетки. В реальной кристаллической решетке атомы находятся в непрерывном тепловом движении, причем амплитуды их колебаний относительно положений равновесия имеют тот же порядок величин, что и межплоскостные расстояния. Поэтому тепловое движение должно оказывать влияние на дифракционную картину. Это влияние сказывается двояко: уменьшается интенсивность брэгговского отражения и появляется так называемое диффузионное рассеяние, искажающее обычную картину брэгговского рассеяния. Влияние тепловых колебаний теоретически можно учесть с помощью так называемого температурного ко-

эффициента (фактора) Дебая – Валлера, на который должна быть умножена когерентная амплитуда для связанных атомов. Делая в (52) замену

$$b_j \rightarrow b_j \exp\left[-D_j \left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)^2\right],$$

где D_j – постоянная, зависящая от температуры рассеивателя и частотного спектра колебаний решетки, получаем формулу для структурного фактора реальной решетки:

$$F_{hkl} = \sum_j b_j e^{-D_j \left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)^2} e^{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)}. \qquad (53)$$

Соотношение (53) является ключевым при изучении динамики кристаллических решеток методами нейтронографии.

2. ТЕПЛОВАЯ КОЛОННА ФЕРМИ

Первые опыты, подтвердившие гипотезу о том, что движение нейтронов должно описываться волновой механикой, были сделаны практически сразу же после открытия нейтронов (точнее в 1936–1937 гг.). Однако наиболее впечатляющие и убедительные опыты были поставлены только после появления первых атомных реакторов. Благодаря реакторам были заложены основы нового направления экспериментальных исследований – нейтронной оптики. Наибольший вклад в развитие нового направления был сделан Э. Ферми и его школой.

Задавшись целью получить относительно чистый пучок замедленных до тепловых скоростей нейтронов без примеси нейтронов более высоких энергий, Ферми и коллеги соорудили колонну из графита, разместив ее в непосредственной близости от активной зоны реактора. Она и получила название тепловой колонны. Опыты с ней привели к новому открытию. Пучок нейтронов, выходивший из графита, имел не ожидавшееся максвелловское распределение, а был обогащен медленными нейтронами. Были поставлены новые опыты, в которых была измерена эффективная температура нейтронов. Она оказалась равной 18 К, хотя графит находился при комнатной температуре, т.е. графит оказывал фильтрующее действие, удаляя из максвелловского распределения его высокоэнергичную часть. Причины этого эффекта были довольно быстро поняты. Так как графит является поли-

кристаллическим веществом (т.е. материалом, состоящим из микрокристаллов – зерен, хаотически ориентированных в пространстве), то нейтроны с длиной волны, меньшей удвоенного максимального межплоскостного расстояния, на своем пути через графит встречают множество зерен, которые по отношению к направлению движения нейтрона ориентированы так, что условие брэгговского отражения удовлетворяется. Брэгговское рассеяние на таких зернах приводит к выбыванию нейтронов из пучка. Нейтроны малой энергии проходят через графит потому, что их длина волны больше максимального расстояния между соседними плоскостями решетки в микрокристаллах графита.

Опыты Ферми с тепловой колонной позволили разработать метод получения пучка холодных нейтронов, основанный на фильтрации обычных тепловых нейтронов блоком поликристаллического вещества. Схематический вид соответствующего устройства изображен на рис. 11. В отверстие в защите реактора, окружающей активную зону, вставляется призма из вещества, имеющего малое сечение поглощения, например из того же графита.

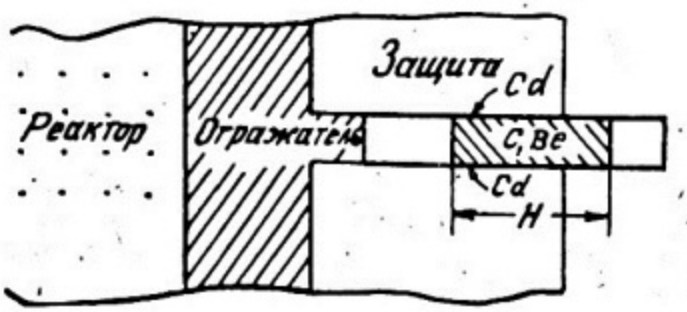


Рис. 11

Для увеличения интенсивности нейтронов при сохранении хорошей коллимации пучка в призме конструируется коллимирующий канал. Дно канала располагается вблизи активной зоны реактора. В канале размещают узкий и длинный фильтр из поликристаллического вещества, размеры которого должны в несколько раз превышать длину диффузии теплового нейтрона в этом блоке. В качестве материала фильтра обычно применяют графит, бериллий и окись бериллия с граничными длинами волн 6,69; 3,95 и 4,4 Å соответственно. Боковые поверхности канала и призмы выстилают материалами, сильно поглощающими нейтроны, например кадмием. Для уменьшения влияния неупругого рассеяния фильтр обычно охлаждают азотом (температура сжижения – 77 К). Задача устройства состоит в том, чтобы вывести из пучка все нейтроны с длиной волны, меньшей граничной, поглотить их (эти нейтроны составляют основную часть максвелловского спектра – будем называть их тепловыми) и пропустить без поглощения те

нейтроны, длина волны которых больше удвоенного максимального межплоскостного расстояния. Решение этой задачи определяет выбор оптимального значения длины фильтра H. Она должна удовлетворять условию:

$$L_c \ll H \ll l_c , \qquad (54)$$

где L_c и l_c – длина диффузии тепловых нейтронов и средняя длина свободного пробега нейтрона до поглощения соответственно. Если выполнено первое условие ($L_c \ll H$), то поток тепловых нейтронов будет сильно ослаблен. Действительно, как следует из решения соответствующей задачи диффузии, закон ослабления нейтронов имеет вид: $\Phi/\Phi_0 \simeq e^{-H/L_c}$ (Φ_0, Φ – потоки нейтронов до и после фильтра). Для фильтра из графита длиной 5 м поток тепловых нейтронов ослабляется в $e^{H/L_c} = e^{5/0{,}5} \simeq e^{10} \approx 2 \cdot 10^4$ раз*.

Соблюдение второго условия ($H \ll l_c$) необходимо для сохранения потока холодных нейтронов. Как следует из (51), при $\lambda > 2d$ условию Брэгга – Вульфа нельзя удовлетворить даже для главного порядка отражения. Это означает, что нейтроны с такой длиной волны, когерентно взаимодействуя с коллективом атомов, практически не испытывают рассеяния, т.е. можно считать, что средний свободный пробег до рассеяния λ_s обращается в бесконечность. Поэтому закон ослабления для холодных нейтронов будет e^{-H/l_c}, а не e^{-H/L_c}. Отсюда заключаем, что если размеры фильтра удовлетворяют условию $H \ll l_c$, то интенсивность проходящих через него холодных нейтронов практически не изменится.

На рис. 12 показан энергетический спектр нейтронов до и после (заштрихован) прохождения поликристаллического фильтра; отмечена граничная энергия $E_{гр}$, соответствующая нейтронам с длиной волны $\lambda = 2d$. Так как $\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}}$, то $E_{гр} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}$

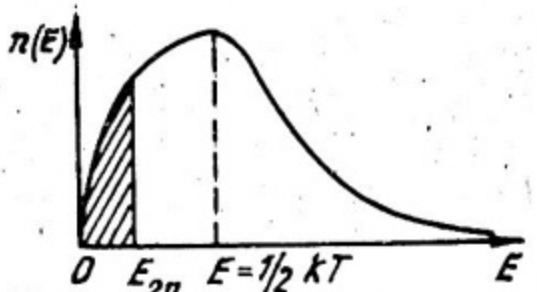


Рис. 12

---

* Напомним, что для графита средняя длина свободного пробега до рассеяния $\lambda_s = 3$ см, средняя длина свободного пробега до поглощения $l_c = 2500$ см и, следовательно, $L_c = \sqrt{1/3\,\lambda_s \cdot l_c} \simeq 50$ см.

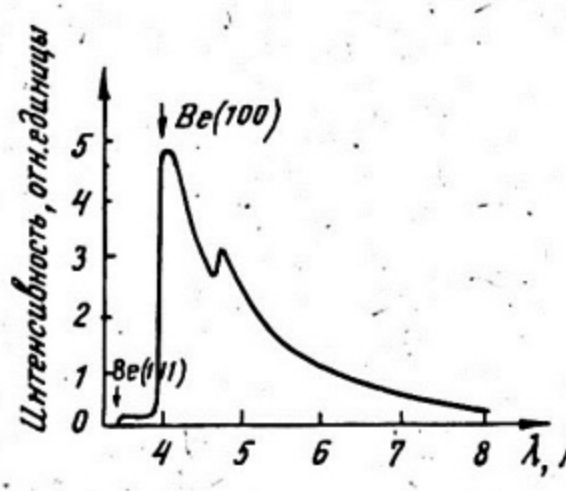


Рис. 13

На рис. 13 в качестве примера представлены результаты измерения спектра нейтронов, отфильтрованных поликристаллическим бериллием. Для этой зависимости характерно пренебрежимо малое значение интенсивности в области малых длин волн, резкое возрастание интенсивности до максимального значения со стороны малых длин волн (брэгговский скачок) и далее постепенное убывание с увеличением длины волны.

В табл. даны значения граничных длин волн и соответствующих им граничных энергий нейтронов для некоторых наиболее употребительных в экспериментах фильтров.

Материал фильтра	$\lambda_{гр}$, Å	$E_{гр} \cdot 10^{-3}$ эВ
Бериллий	3,95	5,2
Окись бериллия	4,4	4,2
Свинец	5,7	2,5
Графит	6,69	1,83
Висмут	8,0	1,28

Тепловая колонна, как способ получения холодных нейтронов, представляет в настоящее время лишь исторический интерес. На современных реакторах она уступила место источникам, в которых в качестве модератора используется жидкий водород или дейтерий. Значение тепловой колонны для физики нейтронов состоит в том, что с ее помощью были поставлены эксперименты, доказавшие существование волновых эффектов при взаимодействии нейтронов с веществом.

3. ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

В пучках нейтронов, с которыми проводятся исследования в нейтронной оптике или в ядерной физике, представлены два физически различных состояния, отличающихся одно от другого ориентацией спина нейтрона ($S = 1/2$) относительно некоторого физически выделенного направления в пространстве (например, направления магнитного поля или направления нормали к плоско-

сти реакции и т.д.). Доля каждого из состояний в пучке, характеризующая степень поляризации пучка, может быть различной. Обозначим через n_+ и n_- – число нейтронов в пучке, спин которых ориентирован вдоль и против выделенного направления в пространстве соответственно. Тогда степень поляризации пучка можно определить как

$$p = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} \quad . \qquad (55)$$

Если $n_+ \equiv n_-$, то пучок нейтронов, как видно из (55), будет неполяризован ($p = 0$), если же n_+ или n_- по отдельности равны нулю, то пучок нейтронов будет иметь 100%-ную поляризацию: $p = +1$ для $n_- = 0$ и $p = -1$ для $n_+ = 0$. При любых других соотношениях между n_+ и n_- пучок будет частично поляризован.

Известны несколько способов получения пучков, поляризованных нейтронов: пропусканием их через намагниченный ферромагнетик или через поляризованную ядерную мишень, отражением от намагниченного зеркала, дифракцией на ферромагнитных кристаллах. Все эти способы различаются степенью достижимой поляризации, возможностью поляризовать нейтроны данной длины волны, техническими решениями и т.д. Ниже рассматриваются характеристики двух простых способов поляризации медленных нейтронов: метода пропускания через намагниченный ферромагнетик и метода отражения от намагниченных зеркал.

3.1. Метод пропускания нейтронов через намагниченный ферромагнетик

Этот метод основан на использовании явления интерференции ядерного и магнитного рассеяния нейтронов. Будем рассматривать прохождение пучка неполяризованных нейтронов через намагниченный ферромагнетик.

Дифференциальные сечения взаимодействия нейтронов с отдельными атомами можно записать в виде (см. п. 1.2):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pm} = b^2 + f_m^2 \pm 2b\,|f_m| \,, \qquad (56)$$

где b – амплитуда ядерного рассеяния (длина рассеяния Ферми); f_m – амплитуда магнитного рассеяния. Знаки плюс и минус в формуле относятся к рассеянию нейтронов, спины которых направлены вдоль и против направления намагничения соответственно.

Полное сечение рассеяния нейтронов можно представить в виде суммы двух слагаемых

$$\sigma = \sigma_0 \pm \sigma_1 \ , \qquad (57)$$

одно из которых $\sigma_0 = \int d\Omega (b^2 + f_m^2)$ – сумма ядерного и чисто магнитного рассеяния, а другое $\sigma_1 = \int d\Omega \cdot 2b f_m$ – часть полного сечения, обусловленная их интерференцией. Так как полное сечение рассеяния нейтронов с ориентацией спина вдоль направления намагничивания превосходит полное сечение для другой ориентации спина на величину удвоенного интерференционного слагаемого (см. (57)), то при прохождении нейтронов через вещество из пучка сильнее будут выбывать нейтроны, спин которых направлен вдоль направления намагничивания. Другая компонента пучка будет ослабляться медленнее. Пользуясь законом ослабления пучка нейтронов в среде: $J = J_0 e^{-n\sigma x}$, где n – концентрация ядер вещества, легко посчитать поляризацию пучка нейтронов на выходе из образца толщиной d :

$$p(d) = \frac{e^{-n(\sigma_0 - \sigma_1)d} - e^{-n(\sigma_0 + \sigma_1)d}}{e^{-n(\sigma_0 - \sigma_1)d} + e^{-n(\sigma_0 + \sigma_1)d}} = th\, n\sigma_1 d \ . \qquad (58)$$

Формула (58) наглядно демонстрирует, что поляризация нейтронного пучка, прошедшего через намагниченный образец, физически обусловлена интерференцией между ядерным и магнитным рассеянием. Если интерференционное слагаемое σ_1 в полном сечении σ будет равно нулю, то поляризация пучка также обратиться в нуль. Для тонких образцов и при малых значениях d выражение (58) упрощается:

$$p(d) = th\ n\sigma_1 d \simeq n\sigma_1 d \ .$$

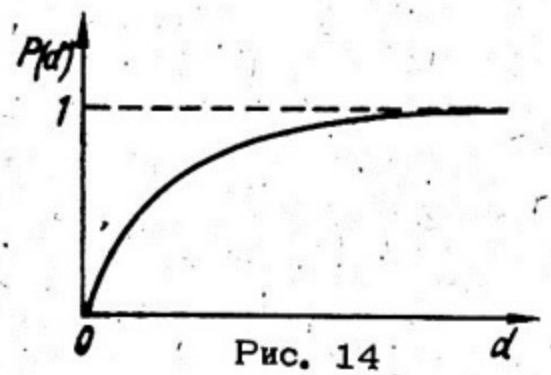


Рис. 14

Изменение поляризации в зависимости от толщины образца, даваемое законом (58), показано на рис. 14. С увеличением толщины поляризация быстро растет и при определенных значениях $d \sim (3 \div 4)L = (3 \div 4)\frac{1}{n\sigma_1}$ выходит на насыщение, где $p \simeq 1$.

На практике 100%-ную поляризацию нейтронного пучка получить не удается, так как при увеличении размеров образца не только растет поляризация, но и ослабляется пучок за счет поглощения

нейтронов в образце (поглощение нейтронов при выводе (58) не учитывалось). Реально достижимые значения поляризации составляют $p \approx 0{,}5\text{–}0{,}6$.

Есть еще одно неудобство метода пропускания, которое сводится к требованию намагничивания образца практически до полного насыщения. Если насыщение неполное, то различия в ориентации доменов приводят к значительной деполяризации пучка. В экспериментах используют поля напряженностью порядка 1000 Э.

Недостатком метода является также его непригодность для поляризации холодных нейтронов, для которых намагниченные образцы будут прозрачными при любых ориентациях спина нейтрона относительно направления намагничивания. Как указывалось в п. 2, в силу когерентности рассеяния холодные нейтроны проходят поликристаллические образцы не рассеиваясь. Для измерения степени поляризации прошедшего пучка может быть использован эффект двухкратного прохождения. Пучок нейтронов последовательно пропускают через два намагниченных до насыщения образца, один из них служит поляризатором, а другой – анализатором. Измеряют интенсивность прошедшего образцы пучка в двух опытах: когда поляризатор и анализатор намагничены в одном направлении (I_1) и когда они намагничены в противоположных направлениях (I_2). Зная I_1 и I_2, легко рассчитать сечение σ_1 и затем, используя (58), определить степень поляризации пучка [4].

В заключение заметим, что в опытах, в которых нейтроны пропускались через образец намагниченного железа, а затем рассеивались другим намагниченным образцом, впервые было показано, что нейтроны обладают магнитными свойствами.

3.2. Метод отражения нейтронов от намагниченных зеркал

Впервые на возможность использования нейтронно-оптических явлений (двулучепреломления и полного внешнего отражения) для поляризации медленных нейтронов указали И.Я. Померанчук и А.И. Ахиезер. Экспериментально эта возможность была реализована Юзом и Берджи.

Пусть на плоскую поверхность намагниченного ферромагнетика падает пучок неполяризованных нейтронов (вначале будем рассматривать общий случай падения, когда угол скольжения превышает критический). Тогда в среде этот пучок в соответствии с формулой для показателя преломления нейтронов

$$n = 1 - \lambda^2 \left[\frac{N b_{ког}}{2\pi} \pm \frac{m}{4\pi^2 \hbar^2} \mu B \right] \qquad (59)$$

расщепится на две компоненты. В одной из компонент спин всех нейтронов будет направлен вдоль поля (знак плюс в (59)), в другой спин нейтронов будет ориентирован против направления намагничивания (знак минус в (59)). Каждая компонента, как видно из (59), будет иметь свой показатель преломления. Если интересоваться зависимостью характеристик расщепленных пучков только от свойств среды, то из (22) и (59) можно заключить, что направление распространения нейтронных волн в среде и, следовательно, угловая расходимость компонент пучка определяются двумя факторами: длиной когерентного рассеяния нейтронов в среде и величиной магнитной индукции. При заданном значении $b_{ког}$ угловая расходимость преломленных пучков будет тем больше, чем больше магнитная индукция, но даже при величине индукции, соответствующей насыщению, она не настолько велика, чтобы само по себе явление магнитного двулучепреломления можно было бы использовать для получения заметно разделенных в пространстве поляризованных пучков.

Однако, как видно из той же (59), между ядерным и магнитным слагаемым возможно такое соотношение, при котором показатель преломления для нейтронов с одной проекцией спина на направление намагничивания станет больше единицы ($n_1 > 1$), а для нейтронов с другой проекцией – меньше единицы ($n_2 < 1$). Это означает, что нейтроны, для которых выполнено условие $n_2 < 1$, при углах падения первичного пучка на образец, меньших критического, будут отражаться от его поверхности, тогда как нейтроны, для которых $n_1 > 1$, пройдут его насквозь. Вторичные пучки нейтронов будут заметно разделены в пространстве, и нейтроны в них будут иметь различную ориентацию спина относительно направления намагничивания. В этом и состоит принцип метода получения поляризованных нейтронов с помощью намагниченных зеркал.

Условие, при котором в ферромагнетике можно получить два пучка – один с $n_1 > 1$, а другой с $n_2 < 1$, имеет вид:

$$N b_{ког} < \frac{\mu B m}{2\pi \hbar^2} . \qquad (60)$$

Из известных природных ферромагнетиков (Fe, Co, Ni) только кобальт имеет самую маленькую длину когерентного рассеяния $b_{ког} = 2{,}78$ ферми (см. таблицу Приложения), поэтому

для него условие (60) выполняется при относительно несильном намагничивании $B \gtrsim 0{,}65 B_{нас}$ ($B_{нас}$ – величина магнитной индукции, соответствующей насыщению). При намагничивающем поле, удовлетворяющем условию (60), кобальтовое зеркало отражает практически все нейтроны, спин которых направлен по полю, и пропускает те нейтроны, спин которых направлен против поля.

Максимальная степень поляризации отраженного пучка, которую удалось получить в экспериментах с кобальтовыми зеркалами, составила 98%. Невозможность получить стопроцентную поляризацию можно объяснить несовершенством кристаллической структуры зеркала и его поверхности. Прошедший пучок, имеющий поляризацию противоположного знака, в экспериментах не используется, так как ему присущи все недостатки пучка, полученного методом пропускания (см. п. 3.1).

Метод получения поляризованных нейтронов при помощи отражения от намагниченных зеркал применим к нейтронам любой энергии, в том числе и к холодным нейтронам. Со стороны высоких энергий метод имеет ограничение, связанное с уменьшением критического угла скольжения при увеличении энергии нейтронов.

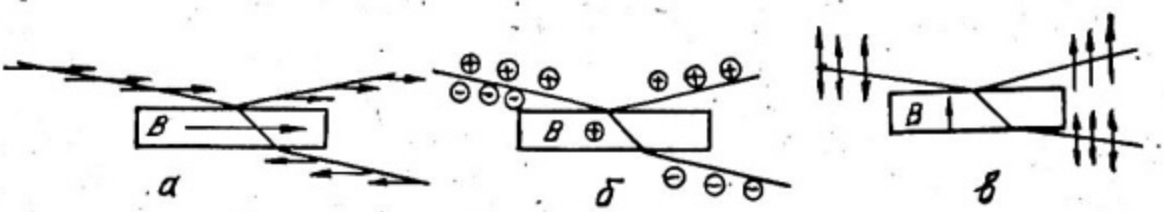


Рис. 15

С помощью кобальтовых зеркал можно получать пучки нейтронов как с продольной, так и с поперечной поляризацией. Если вектор намагничивания зеркала параллелен его поверхности и лежит в плоскости падающего и отраженного пучков, то получаются нейтроны с продольной поляризацией (рис. 15,а). Если вектор B параллелен отражающей поверхности и перпендикулярен к плоскости падающего и отраженного пучков, нейтроны будут поперечно поляризованными (рис. 15,б). Для полноты картины укажем еще один возможный случай отражения, в котором вектор магнитной индукции перпендикулярен поверхности зеркала (рис. 15,в). В этом случае поверхность зеркала не является магнитной границей для нейтронов и поэтому магнитное взаимодействие не будет оказывать влияние на отражение нейтронов, т.е. поляризованные нейтроны получить нельзя. Этот ре-

зультат, как будет видно далее (см. п. 4), является подтверждением швингеровской модели нейтрона, в которой магнитный момент нейтрона считается обусловленным внутренними токами.

Степень поляризации нейтронного пучка, отраженного от зеркала, можно измерить, если на пути пучка поставить другое зеркало, играющее роль анализатора (рис. 16). Аналогичным образом измеряется поляризация в методе пропускания (см. п. 3.1). При совпадении направлений намагниченности первого зеркала (поляризатора) и анализатора счет детектора D будет максимальным. Если направления намагничивания поляризатора и анализатора противоположны, счет детектора будет близок к нулю. Данная постановка опыта дает возможность наблюдать все изменения, которые могут происходить с нейтронами на пути между двумя зеркалами. Именно в такой постановке было выполнено множество исследований, в которых изучались как свойства самого нейтрона, так и характеристики его взаимодействий.

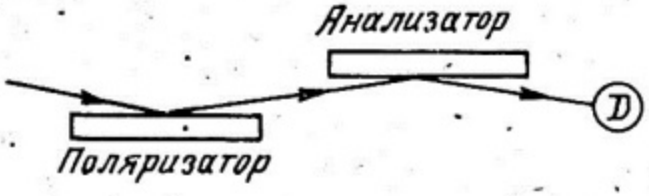


Рис. 16

Сравнительно недавно был предложен прямой способ измерения степени поляризации нейтронного пучка по наблюдению эффекта разделения его в сильном неоднородном магнитном поле (аналог опыта Штерна – Герлаха). В этом способе пучок нейтронов, отраженный от зеркала поляризатора, пропускался через зазор в магните, форма полюсных наконечников которого показана на рис. 17. Направления полей в зазоре и в зеркале выбираются одинаковыми. За зазором пучок нейтронов расщепляется на две компоненты в соответствии с двумя проекциями спина на направление поля. Отклонение пучка регистрируется с помощью системы коллиматоров. На рис. 18 приведен результат опыта по отклонению в сильном магнитном поле пучка, поляризованного с помощью зеркала. Профиль пучка, входящего в поле, показан пунктиром. Степень поляризации нейтронного пучка можно определить по отношению площадей под правым $S_{пр}$ и левым $S_{л}$ (относительно нулевого положения) максимумами:

$$P = \frac{S_{пр} - S_{л}}{S_{пр} - S_{л}} = \frac{1 - S_{л}/S_{пр}}{1 + S_{л}/S_{пр}}$$

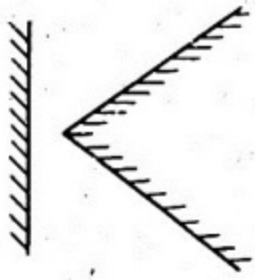


Рис. 17

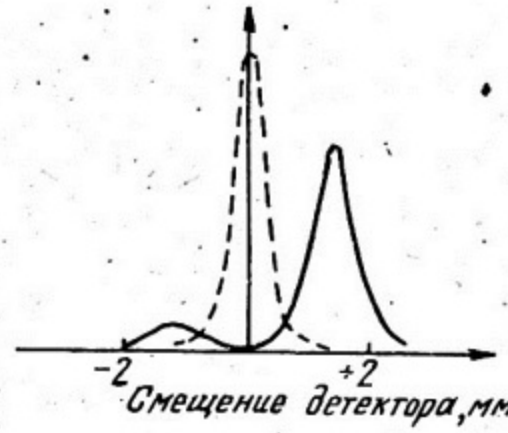


Рис. 18

Заметим, кстати, что наблюдение двух максимумов в данном опыте с частично поляризованным пучком, отраженным от зеркала, показывает, что спин нейтрона равен 1/2.

4. ПРИРОДА МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА

Если полагать нейтрон и протон точечными частицами, то теория Дирака предсказывает, что их магнитные моменты должны быть равны соответственно 0 и 1 (в ядерных магнетонах $\mu_{яд}$). Экспериментальные же значения магнитных моментов не совпадают с теоретическими: магнитный момент нейтрона имеет большую отрицательную величину $\mu_n \simeq -1{,}91\mu_{яд}$, а магнитный момент протона, хотя и положителен, но аномально большой – $\mu_p \simeq 2{,}79\mu_{яд}$. При этом "аномальные" магнитные моменты нейтрона и протона $(\mu^{эксп} - \mu^{теор})$ приблизительно равны по абсолютной величине. Данное несоответствие теории Дирака и эксперимента недвусмысленно говорит о том, что нейтрон (как, впрочем, и протон) имеет сложную внутреннюю структуру, которой, в сущности, и определяется его магнитный момент.

Факт существования магнитного момента у нейтральной частицы, каковой является нейтрон, долгое время казался не понятным, и это обстоятельство породило проблему природы магнитного момента. Впоследствии она была разрешена экспериментально. Первые попытки ее теоретического разрешения относятся к моменту появления работы Блоха (1936), в которой было указано, что наличие у нейтрона магнитного момента должно приводить к появлению магнитного рассеяния. Оно обусловливает специфическую добавку к сечению рассеяния в ферромагнетике, зависящую от спина нейтрона (см. п. 1.2). Приблизительно через полгода Швингер подтвердил основные выводы, содержащиеся в работе Блоха, однако получил отличные от него величины сечения магнитного рассеяния. Еще через полгода ле-

нинградский физик Бронштейн получил новые результаты для сечений, отличавшиеся от двух предыдущих работ. Вскоре появилась новая работа Блоха, в которой все эти различия были объяснены. Оказалось, что при вычислении сечений во всех трех работах использовались разные гамильтонианы взаимодействия. Если представить гамильтониан магнитного взаимодействия в виде

$$U = -\vec{\mu}(\vec{H} + 4\pi c\vec{M}), \qquad (61)$$

где $\vec{M}$ – магнитный момент единицы объема среды; c – некоторый параметр, то модели Блоха соответствует $c=0$, модели Швингера – $c=1$ и модели Бронштейна – $c = 1/3$. Физически это означает, что Блох рассматривал нейтрон в виде точечного магнитного диполя (истинного диполя), Швингер сопоставил нейтрон элементу тока (магнитный момент нейтрона был обусловлен стационарным распределением тока), Бронштейн представлял нейтрон в виде равномерно намагниченного шара конечных размеров.

В послевоенные годы проблеме магнитного момента нейтрона был посвящен еще ряд теоретических работ, но лишь с появлением работы Мигдала была теоретически обоснована швингеровская модель тока. Окончательный выбор варианта модели мог быть сделан, конечно, только в эксперименте. Такие эксперименты стали возможными с появлением ядерных реакторов, являющихся интенсивными источниками нейтронов.

Прежде, чем перейти к экспериментальным доказательствам швингеровской модели магнитного момента, сделаем небольшое отступление. Заметим, что двум полярным в физическом отношении моделям – точечного магнитного диполя и стационарного тока – соответствуют разные энергии магнитного взаимодействия: $-\vec{\mu}(\vec{H}+4\pi\vec{M}) = -\vec{\mu}\vec{B}$ в модели тока и $-\vec{\mu}\vec{H}$ в модели диполя*. В ферромагнетиках величина B на несколько

---

* Энергия взаимодействия магнитного момента нейтрона с магнитным полем в модели тока есть $-\vec{\mu}\vec{B}$, так как ток i, создающий магнитный момент, равный iS (S – площадь, охватываемая током) является макроскопической величиной. В среде на этот ток воздействует макроскопическое поле, которое, по определению, есть $\vec{B}$. Напротив, в модели диполя, энергия взаимодействия магнитного момента с полем равна $-\vec{\mu}\vec{H}$, так как из-за отсутствия размеров диполь в среде будет чувствовать только микроскопическое поле, которое, по определению, есть $\vec{H}$.

порядков больше величины H, поэтому энергии магнитного взаимодействия очень сильно различаются для этих двух моделей. Отсюда очевидно, что возможность выбора правильного варианта модели может быть основана на наблюдении явлений, чувствительных к энергии магнитного взаимодействия. Примером таких явлений может служить полное внешнее отражение нейтронов ферромагнетиками. Действительно, как уже указывалось ранее (см. п. 1), полное внешнее отражение может наблюдаться только в веществах, для которых $b_{ког} > 0$. Если к тому же это вещество является ферромагнетиком, то при намагничивании его показатель преломления изменится. Особенности изменения преломления нейтронов и, следовательно, изменения условий наблюдения полного внешнего отражения зависят от вида магнитного взаимодействия нейтрона с веществом. Допустим, что справедлива модель тока, т.е. энергия магнитного взаимодействия равна $-\vec{\mu}\vec{B}$. Тогда из формулы для критического угла скольжения

$$\theta_{кр} = \lambda \left[\frac{N}{\pi} b_{ког} \pm \frac{m}{2\pi\hbar^2} \mu B \right]^{1/2}$$

следует, что при соответствующей длине волны нейтронов и при достаточно сильном намагничивании зеркала критические углы скольжения могут весьма заметно отличаться от тех, которые возможны при наличии только ядерного рассеяния. Главное же, однако, состоит в том, что при определенных ориентациях вектора намагниченности должны наблюдаться два критических угла скольжения, а не один, как при чисто ядерном рассеянии. Существование их обусловлено особенностями поведения вектора индукции на границе раздела двух сред.

Граничные условия для нормальных компонент магнитного поля получаются интегрированием уравнения Максвелла $div\vec{B}=0$ по некоторому объему, включающему участок поверхности раздела двух сред. В результате получается $B_{1n} = B_{2n}$ или $\mu_2 H_{2n} = \mu_1 H_{1n}$. Это означает, что нормальные компоненты индукции непрерывны, а нормальные компоненты магнитного поля терпят разрыв на поверхности раздела сред.

Граничные условия для тангенциальных компонент магнитного поля получаются интегрированием другого уравнения Максвелла: $rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_0 + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$. Из него следует, что тангенциальные компоненты магнитного поля непрерывны, а тангенциальные компоненты магнитной индукции претерпевают разрыв на поверхно-

сти раздела сред, т.е. $H_{2t} = H_{1t}$ или $\frac{B_{2t}}{\mu_2} = \frac{B_{1t}}{\mu_1}$. Схематически поведение различных компонент магнитного поля и индукции показано на рис. 19,а и б соответственно. Длина векторов на рисунке качественно характеризует величину поля.



Рис. 19

При ориентации вектора намагниченности, соответствующей случаям, изображенным на рис. 15,а и б, поверхность тела будет магнитной границей сред (в данном случае пустоты и зеркала), поэтому в зеркале преломленный луч расщепится на две компоненты. В случае, изображенном на рис. 15,в, поверхность тела не является магнитной границей для нейтронов, поэтому условия распространения нейтронов при переходе из одной среды в другую не меняются.

Если бы энергия магнитного взаимодействия нейтронов с веществом определялась не индукцией $\vec{B}$, а полем $\vec{H}$ (как в модели точечного диполя), то, учитывая особенности поведения на границе вектора $\vec{H}$, можно было бы показать, что два критических угла наблюдались бы в случае, изображенном на рис. 15,в. В случаях, показанных на рис. 15,а и б, среда не влияла бы на распространение нейтронов в ней.

Правильность швингеровской модели тока была экспериментально доказана в 1951 г. работами Юза и Берджи, Шалла и др.

В опытах Юза и Берджи изучалось отражение холодных нейтронов от намагниченного железа. Холодные нейтроны получались фильтрацией нейтронов от реактора через окись бериллия. Вектор намагниченности зеркала был параллелен его поверхности. Измерения критического угла скольжения проводились при двух ориентациях вектора намагниченности относительно плоскости падения: параллельной к плоскости и перпендикулярной к ней. Результаты измерений интенсивности отражения приведены на рис. 20. Данные для параллельной и пер-

пендикулярной ориентации вектора намагниченности отмечены соответственно крестиками и точками. Плавные кривые – результаты вычислений по модели истинного диполя и по модели швингеровского тока.

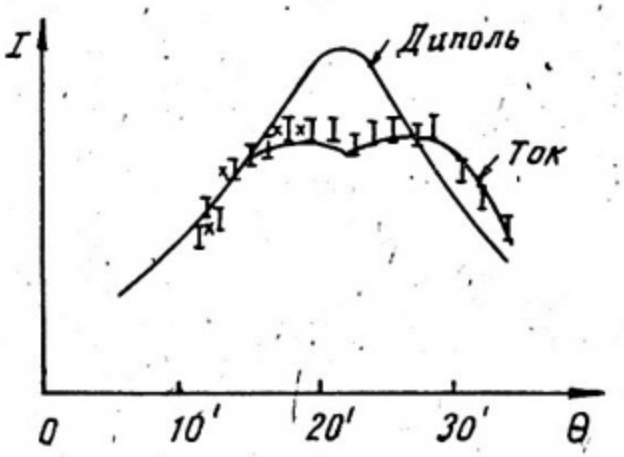


Рис. 20

Результаты эксперимента однозначно указывают на соответствие их модели тока. Наблюдаются, как видно из рис. 20, два критических угла скольжения: один при 15 и другой при 30 угловых минутах. Для выбранных направлений намагниченности зеркала два критических угла скольжения возможны лишь в том случае, когда энергия магнитного взаимодействия имеет вид $\vec{\mu}\vec{B}$. Теоретическая кривая для модели диполя имеет, как и следовало ожидать, только один максимум. Отметим также совпадение данных для двух использовавшихся в опыте ориентаций вектора намагниченности. Это согласие указывает на равноправность обоих вариантов намагничивания зеркала.

В опыте Шалла и др. изучалась дифракция нейтронов от намагниченного образца -- магнетита Fe_3O_4. Измерялась интенсивность брэгговского отражения при различных направлениях намагничивания образца. Не вдаваясь в детали сравнительно громоздкого вывода формулы для сечения магнитного рассеяния на кристаллах, отметим, что зависимость интенсивности отражения от величины угла β между направлением намагничивания и вектором рассеяния нейтрона должна быть различной. В модели тока интенсивность брэгговского отражения пропорциональна $\sin^2\beta$, а в модели диполя $\cos^2\beta$. На рис. 21 приведены экспе-

риментальные и теоретические зависимости интенсивности брэгговского отражения плоскостью (111) в магнетите от направления намагничивания. Сравнение эксперимента и теории, как видно из рис. 21, свидетельствует в пользу модели тока.

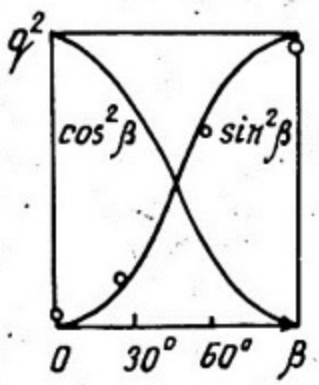


Рис. 21

В заключение отметим, что прямым и самым ярким свидетельством в пользу модели тока, является безусловно факт наблюдения поляризованных нейтронов, получаемых при отражении нейтронов от намагниченных зеркал. Если бы энергия магнитного взаимодействия определялась величиной μH (как в модели диполя), то при намагничивании зеркала вдоль поверхности получить поляризованный пучок нейтронов было бы невозможно: зеркало не служило бы оптической границей для нейтронов (см. п. 3.2).

Еще одно замечание сделаем относительно возможности вычисления величины магнитного момента нейтрона. Строгой теории, которая могла бы предсказать эту величину, сегодня не существует. Есть, правда, феноменологические подходы, позволяющие качественно объяснить приблизительное равенство аномальных магнитных моментов нейтрона и протона. Так, в рамках мезонной теории нуклоны можно представлять состоящими из "голого" нуклона и облака мезонов, окружающих его: $p \rightleftarrows n + \pi^+$; $n \rightleftarrows p + \pi^-$. В этом случае магнитный момент нейтрона можно найти как сумму магнитного момента "голого" протона с магнитным моментом $\mu_p = 1\mu_{яд}$ и магнитного момента, обусловленного орбитальным движением отрицательного π-мезона. Вводя параметр, характеризующий время, которое нуклоны проводят в диссоциированном состоянии, можно объяснить приблизительное равенство аномальных магнитных моментов нейтрона и протона.

В последние годы наилучшие предсказания для магнитных моментов нуклонов были сделаны в рамках нерелятивистской кварковой модели. В предположении, что магнитный момент кварков пропорционален их заряду и обратно пропорционален их массе m_q ($m_q \approx 1/3\, m$) и оператор магнитного момента нуклона является суммой операторов магнитных моментов всех кварков, составляющих нуклон, было посчитано отношение магнитных моментов протона и нейтрона, которое оказалось равным $\mu_p/\mu_n = -3/2$.

Экспериментальное значение этого отношения, равное – 1,47, хорошо согласуется с теоретическим.

5. НЕЙТРОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

Интерферометры – широкий класс приборов, основанных на использовании явления интерференции волн самой различной природы. Известны акустические интерферометры и интерферометры электромагнитного излучения: оптические, рентгеновские и радиоинтерферометры. В последние годы к этим приборам добавился новый класс интерферометров, основанный на наблюдении интерференции волн иной природы – волн "материи", или нейтронных волн. Область исследований, где применяют эти приборы, получила название нейтронной интерферометрии.

Нейтронная интерферометрия бурно прогрессирует. Ее развитие стало возможным в результате применения интерферометров на совершенных монокристаллах, созданных первоначально для рентгеновской интерферометрии. Это обстоятельство не должно удивлять, так как нейтронные волны, как уже указывалось, по своим характеристикам ближе всего к рентгеновскому диапазону электромагнитного излучения.

5.1. Принцип действия нейтронных интерферометров

Принцип действия интерферометров един для волн любой природы. Он состоит в том, что первичную волну расщепляют на некоторое количество когерентных волн (чаще всего на две волны), заставляют расщепленные волны проходить различные пути с целью набора определенной разности фаз и затем сводят их вместе в некоторой пространственной области и наблюдают интерференционную картину. Полученная таким способом интерференционная картина зависит от способа расщепления первичной волны на когерентные волны, от числа и относительной интенсивности интерферирующих волн, от размеров источника и т.д.

Учитывая оссбенности взаимодействия нейтронов с веществом, нетрудно предположить, за счет чего в нейтронном интерферометре может быть выбрана разность фаз волн. Она может возникнуть, например, при ядерном рассеянии нейтронов, при взаимодействии магнитного момента нейтрона с внешним магнитным полем, при взаимодействии гипотетического дипольного момента с внешним электрическим полем, наконец, она может быть следствием того, что когерентные пучки нейтронов движутся в различных гравитационных или "слабых" полях.

Будем рассматривать двухлучевой нейтронный интерферометр. Допустим, что одна из когерентных нейтронных волн движется в интерферометре свободно, а другая волна движется в поле с потенциалом V заданной природы. Тогда разность фаз двух когерентных пучков нейтронов в общем случае можно найти как

$$\beta = \frac{x_0}{\lambda_0} - \frac{x_1}{\lambda_1} = \frac{x_0 p_0}{\hbar} - \frac{x_1 p_1}{\hbar} ,$$

где x_0 и x_1, λ_0 и λ_1, p_0 и p_1 есть соответственно длины пути, длины волн и импульсы нейтронов, движущихся свободно (индекс "0") и в среде с потенциалом V (индекс "1"). При одинаковых геометрических путях пучков ($x_0 = x_1$) разность фаз будет $\beta = (x_0 \Delta p)/\hbar$, где Δp есть изменение импульса нейтронов, обусловленное действием потенциала V.

В силу закона сохранения энергии кинетическую энергию ΔE, приобретаемую или теряемую нейтроном, можно связать со средним потенциалом взаимодействия нейтрона с внешним полем $\langle V \rangle$ соотношением $\Delta E = \langle V \rangle$. Так как для медленных нейтронов $\Delta E = v \cdot \Delta p$, окончательно находим:

$$\beta = \frac{x \langle V \rangle}{\hbar v} . \qquad (62)$$

Выражение (62) показывает, что сдвиг фаз, набираемый двумя когерентными волнами, определяется потенциалом взаимодействия нейтронов с внешним полем. Эта связь использовалась в очень тонких опытах с нейтронными интерферометрами, в которых были продемонстрированы и изучены целый ряд существенно квантово-механических явлений.

Напомним, что сдвигом фаз определяются особенности наблюдаемой интерференционной картины. Если разность хода волн $\Delta = \frac{\lambda}{2\pi}\beta$ кратна целому четному числу полуволн, т.е. $\Delta = 2m \cdot \lambda/2$, то результирующая волна будет усиливаться, а интенсивность ее будет максимальной; в том же случае, когда разность хода волн равна нечетному числу полуволн, т.е. $\Delta = (2m+1)\lambda/2$, результирующая волна ослабляется, а интенсивность ее минимальна. Целое число m называют, как известно, порядком интерференции.

Первый интерферометр для нейтронов был построен Майер-Лейбницем и Шпрингером на одном из простых оптических устройств, аналогичном бипризме Френеля (рис. 22). Роль источ-

ника в этом интерферометре играла узкая входная щель 3, в месте расположения которой фокусировались нейтроны от реактора 1, отраженные параболическим зеркалом 2 (угол полного внешнего отражения для зеркала, использованного в этих экспериментах, составлял $\sim 0{,}1^{\circ}$). Два когерентных нейтронных пучка образовывались в результате преломления исходного пучка бипризмой 4. Интерференционная картина наблюдалась в области перекрывания пучков при перемещении детектора совместно со сканирующей щелью 7 в поперечном относительно пучка направлении. Типичная интерференционная картина, полученная в опытах с этим интерферометром, показана на рис. 23. Как видим, наблюдаются всего лишь два порядка интерференции: нулевой и первый.

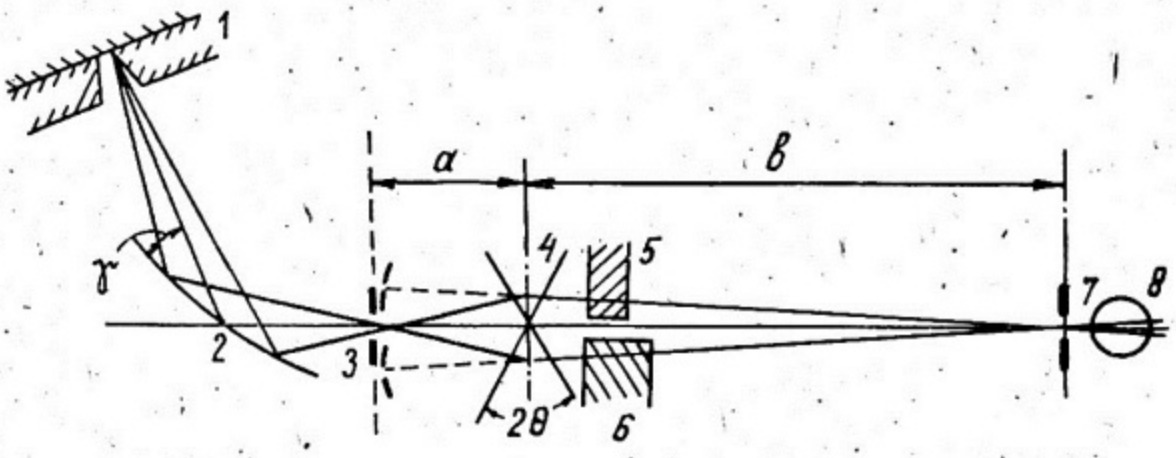


Рис. 22

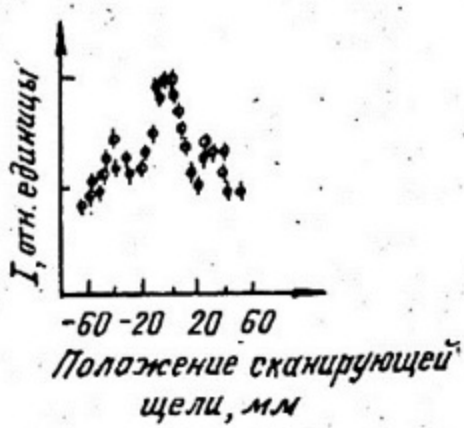


Рис. 23

С помощью интерферометра на бипризме Френеля были сделаны первые попытки определения показателей преломления некоторых элементов и их изотопов. С этой целью на пути каждого из пучков за бипризмой устанавливались образцы 5 и 6 (рис. 22) из исследуемых материалов. Однако все попытки наблюдать интерференцию как с различными образцами, установленными на пути обоих когерентных пучков, так и с образцами из одного и того же материала оказались безуспешными. Причина неудачи была связана с основным недостатком интерферометра на бипризме. Он заключался в том, что для использованных в эксперименте нейтронов с длиной волны порядка 1–2 Å показатель преломления нейтронов для бипризмы, как и следовало ожидать из (32), незначительно отличался от единицы. Вследствие этого пространственное разделение когерентных пучков было незначительным, всего около 60 мкм. Указанного недостатка лишены интерферометры на совершенных монокристаллах.

5.2. Интерферометры нейтронов на совершенных монокристаллах

Во многих действующих в настоящее время нейтронных интерферометрах когерентные пучки получают с помощью совершенных кристаллов. Они позволяют развести пучки на расстояние порядка 1 см и наблюдать несколько сотен порядков интерференции.

Конструктивно нейтронные интерферометры могут различаться выполнением основных элементов: расщепителя, зеркала (устройства, сводящего воедино расщепленные пучки) и анализатора. Эти элементы могут быть независимыми частями конструкции и применяться как в геометрии Брэгга (на отражение), так и в геометрии Лауэ (на прохождение). Однако наиболее удачными оказались конструкции, изготовленные из единого монокристалла кремния.

Функциональными элементами большинства интерферометров на совершенных монокристаллах являются три плоскопараллельные пластины, находящиеся на общем основании. Эти интерферометры имеют форму буквы Ш (рис. 24,а). Все три пластины по отношению к пучку находятся в геометрии Лауэ. Первая пластина (S) служит для расщепления нейтронного пучка на две когерентные составляющие, вторая (М) играет роль зеркала, а третья (А) является анализатором.

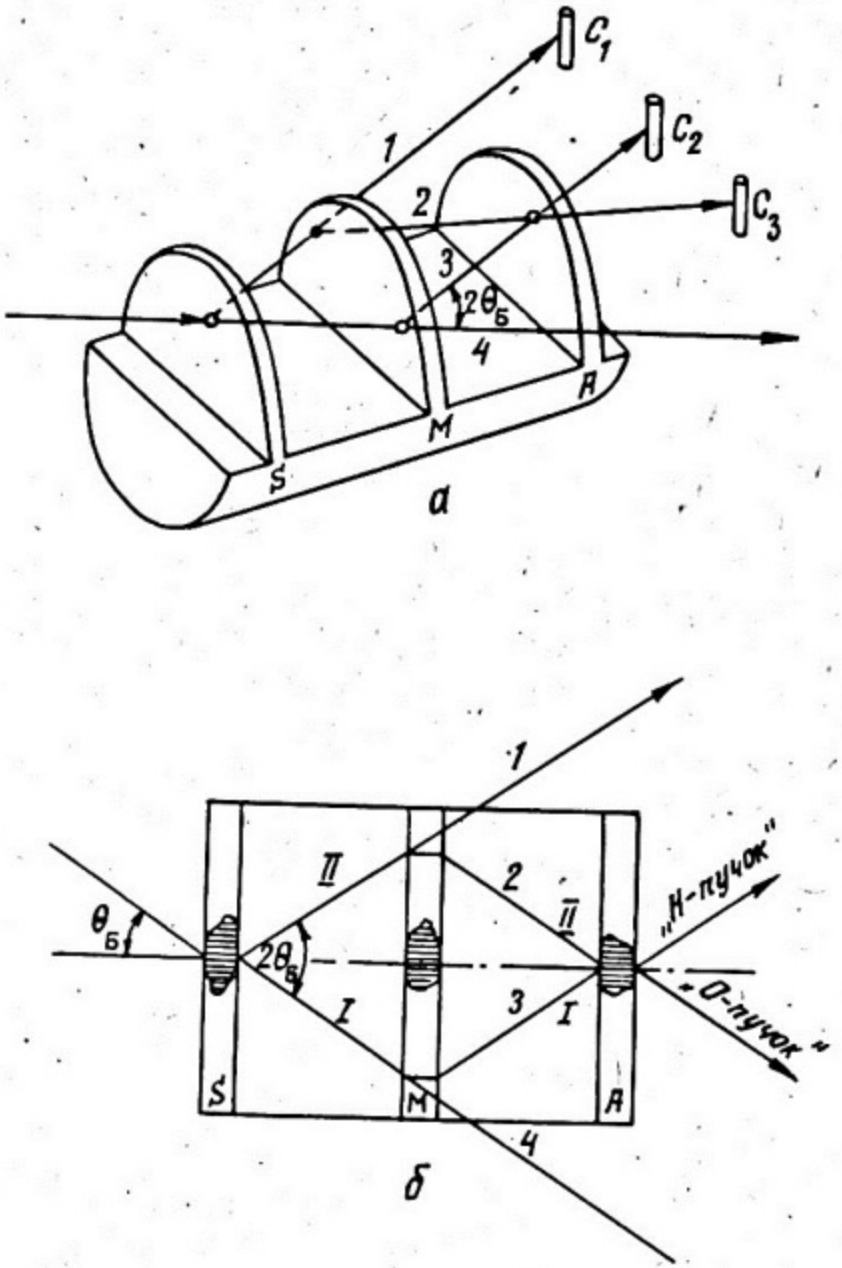


Рис. 24

Если на расщепитель (рис. 24,б) под углом к межкристаллическим плоскостям, близким к брэгговскому $\theta_Б$, направить нейтронный пучок, то за пластиной он разделится на две части: одна будет двигаться в направлении первоначального пучка, а направление другой будет определяться условием Брэгга – Вульфа (50) (дифракционно отраженный пучок). Угол между пучками за расщепителем составит $2\theta_Б$. При этом важно отметить, что как и в случае обычной оптики, фаза нейтронной волны для прошедшего пучка не изменится, а фаза дифракционно отраженных волн изменится на угол π . После прохождения зеркала каждым

из расщепленных пучков будут наблюдаться уже четыре пучка: два распространяющихся в направлении падающих – 1 и 4 (прошедшие пучки) и два дифракционно отраженных – 2 и 3 (рис. 24,а,б). Два прошедших пучка для интерференции не существенны, и в эксперименте обычно используются для абсолютной привязки (нормировки) результатов. Нейтроны в этом случае регистрируются, например, счетчиком C_1. Два дифракционно отраженных пучка 2 и 3 сходятся в том месте, где расположен анализатор. Последний в свою очередь расщепляет каждый падающий на него пучок на аналогичные две компоненты. В результате за интерферометром нейтроны будут вылетать в двух направлениях: в направлении первичного пучка (назовем этот пучок "О–пучком") и в направлении дифракционно отраженного ("Н–пучок"). "О–пучок" является, как видно, результатом когерентного сложения дифракционно отраженной волны пучка 3 и прошедшей волны пучка 2, а "Н–пучок" – результатом когерентного сложения дифракционно отраженных волн пучка 3 и прошедших волн пучка 2. Нейтроны "О–пучка" регистрируются счетчиком C_3, а "Н–пучка" – соответственно счетчиком C_2.

Из рис. 24,б нетрудно видеть, что "Н–пучок" является наложением волн двух типов: одни из них распространяются вдоль пути II и поэтому испытывают только отражения, а другие распространяются вдоль пути I и поэтому испытывают одно отражение и два преломления. Обшее изменение фазы этих волн по отношению к первичному пучку и в том и в другом случае составляет π. "О–пучок" является наложением волн одного типа. Эти волны, распространяясь и по пути I и по пути II, испытывают по одному преломлению и по два отражения. Так как одно отражение изменяет фазу на угол π, то волны "О–пучка" не будут иметь сдвига фаз по отношению к первичному пучку.

Интерференцию нейтронов как в "О–пучке", так и в "Н–пучке" можно наблюдать, если между волнами, следуюшими по путям I и II создать относительный сдвиг фаз, например, введением в одно из плеч интерферометра ($\bar{I}$ или $\bar{II}$) локальной области с ядерным, магнитным или гравитационным потенциалом.

При расчетах интерферометров толщину пластин (S, M и A) выбирают из условия равенства интенсивностей нейтронов, в прошедшем и дифракционно отраженном пучках. Обе эти величины являются периодическими функциями тошины пластин, причем максимальные значения амплитуд дифракционно отраженных волн совпадают с минимальными значениями амплитуд прошедших нейтронных волн и наоборот.

Качество получаемой интерференционной картины зависит от соблюдения ряда основных требований к конструкции интерферометра и к характеристикам пучка, а именно : 1) от строгой одинаковости взаимной ориентации межкристаллических плоскостей во всех трех пластинах интерферометра, необходимой для обеспечения последовательного отражения под брэгговскими углами нейтронных волн, падающих на расщепитель; 2) от строгой плоскопараллельности каждой из пластин в отдельности и строгой взаимной параллельности пластинок, необходимых для той же самой цели и, кроме того, для уменьшения расфокусировки пучка и исключения возможного случайного сдвига фаз; 3) от степени монохроматичности пучка нейтронов и т.д.

Первое требование можно удовлетворить, если интерферометр изготовлен из совершенного монокристалла, выращенного из чистого исходного материала. Выполнение второго требования зависит от качества механической обработки, при которой, как показывают расчеты, следует соблюдать микронную точность.

В качестве примера приведем характеристики нейтронного интерферометра, с помощью которого был выполнен ряд прецизионных измерений на высокопоточном реакторе в г. Гренобле. Интерферометр изготовлен из совершенного монокристалла кремния диаметром 80 мм и длиной 70 мм. Толщина пластинок была одинаковой и составляла $d = 4{,}3954 \pm 0{,}0008$ мм. Расстояние между пластинками $a = 27{,}2936 \pm 0{,}0009$ мм. Нарезка пластин проводилась алмазной пилой с последующим травлением и шлифовкой их. Пластины нарезались так, чтобы плоскости, используемые для брегговского отражения, были расположены вертикально и перпендикулярно поверхности пластин. Измерения проводились на вертикально щелевом пучке монохроматических нейтронов ($5 \times 2{,}5$ мм^2) с длиной волны $\lambda = 1{,}835$ Å. При эксплуатации прибора применялись меры предосторожности с целью предохранения его от вибраций на уровне $10^{-3} - 10^{-4} g$. При настройке интерферометра выравнивались механические напряжения, возникающие в нем от изгиба отдельных частей интерферометра под действием собственной массы.

Как показывает расчет, интенсивности нейтронов, попадающих в детекторы C_3 и C_2, являются периодическими функциями относительного сдвига фаз β, набранного нейтронами на пути I и II:

$$I_1 = \alpha (1 + \cos\beta) ; \qquad (63)$$

$$I_2 = \gamma + \alpha \cos(\pi + \beta), \qquad (64)$$

где α и γ некоторые постоянные. (Вывод формулы (63) см. далее в п. 5.3). Соотношение (63) для интенсивности нейтронов "О-пучка" легко получить из элементарных геометрических соображений. Так как каждая из компонент нейтронных волн, образующих "О-пучок", при пересечении всех пластин испытывает одинаковые превращения (по два отражения и по одному преломлению), то результирующая интенсивность "О-пучка" может быть найдена простым сложением двух гармонических колебаний одинаковой амплитуды, имеющих относительный сдвиг фазы β (сдвиг фазы β может возникнуть только из-за взаимодействия одной из компонент с внешним полем). Хорошо известно, что результат такого сложения имеет вид (63). Соотношение (64) также просто объяснить нельзя. Однако можно понять появление знака "минус" перед косинусом. Он возникает из-за того, что волны, составляющие "Н-пучок", при прохождении всех пластин интерферометра испытывают нечетное число отражений (либо одно, либо три), каждое из которых меняет фазу прошедшей волны по отношению к падающей на угол π. Поэтому ясно, что по отношению к волнам "О-пучка" волны "Н-пучка" будут сдвинуты по фазе на угол π.

Соотношения (63) и (64) показывают, что интерференционную картину можно наблюдать как детектором C_3, так и детектором C_2. Однако интерференционный эффект можно усилить. Возьмем разность показаний этих двух детекторов:

$$J_1 - J_2 = (\alpha - \gamma) + 2\alpha \cos\beta .$$

Тогда интерференционный эффект, как видим, увеличивается вдвое. Заметим, кстати, что при сложении показаний детекторов, т.е. $J_1 + J_2 = \alpha + \gamma = const$, интерференционный эффект исчезает.

5.3. Теория кристаллического интерферометра

Допустим, что пучок монохроматических нейтронов падает на пластину – расщепитель кристаллического интерферометра под брэгговским углом к оси интерферометра и, следовательно, под тем же углом к межкристаллическим плоскостям в каждой из трех пластин интерферометра (S, M, A на рис. 24,б). На выходе из интерферометра, как уже указывалось, будут наблюдаться два пучка: "О-пучок" и "Н-пучок". Волновые функции нейтронов этих пучков задаются соотношениями $\psi_O = \psi_O^{\bar{I}} + \psi_O^{\bar{II}}$ и $\psi_H = \psi_H^{\bar{I}} + \psi_H^{\bar{II}}$, где индексы "О" и "Н" относятся соответственно к "О-пучку" и "Н-пучку", а индексы "$\bar{I}$" и "$\bar{II}$" обо-

значают те части волн, которые проходят интерферометр по пути I и II соответственно. Если фазовые сдвиги по пути I и II отсутствуют и вращения спина нет, то

$$\psi_0^{\bar{I}} = \psi_0^{\bar{II}} . \qquad (65)$$

Соотношение (65) очевидно, поскольку каждая из волн "О-пучка" при прохождении пластин испытывает одинаковые воздействия: каждая из волн дважды отражается от межкристаллических плоскостей и один раз проходит их насквозь.

При заданной интенсивности первичного пучка суммарная интенсивность "О"- и "Н-пучков" есть величина постоянная. Поэтому ясно, что интенсивность и поляризация одного из выходящих пучков, например "Н", будут определяться интенсивностью и поляризацией другого (т.е. "О-пучка"). По этой причине далее будет рассматриваться только пучок, распространяющийся в направлении первичного.

Результирующее изменение фазы нейтронной волны при движении ее в потенциале самого общего вида можно согласно квантовой механике описать унитарным оператором:

$$\hat{U} = e^{i\beta}\, e^{-i\varphi \vec{n}\cdot\frac{\vec{\sigma}}{2}} , \qquad (66)$$

где β – сдвиг фазы, обусловленный ядерным или гравитационным потенциалом, φ – угол поворота спина нейтрона в магнитном поле $\vec{B}$ вокруг направления, задаваемого единичным вектором $\vec{n} = \frac{\vec{B}}{B}$, $\vec{\sigma}$ – спиновый вектор Паули с компонентами:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} . \qquad (67)$$

Без потери общности можно полагать, что фазовый сдвиг и вращение спина действуют на пучок только на пути I . Тогда две парциальные волны, выходящие из интерферометра в направлении "О-пучка", будут иметь вид:

$$\psi_0^{\bar{I}'} = e^{i\beta}\, e^{-i\varphi \vec{n}\frac{\vec{\sigma}}{2}}\, \psi_0^{\bar{I}} , \qquad (68а)$$

$$\psi_0^{\bar{II}'} = \psi_0^{\bar{II}} \qquad (68б)$$

(здесь штрихованные символы используются для обозначения тех волн, которые подвержены действию потенциалов, тогда как нештрихованные символы используются, когда воздействия потенциалов нет).

Используя (65) и (68), волновую функцию нейтронов "О-пучка" можно записать как

$$\psi_0' = \psi_0^{I\,\prime} + \psi_0^{II\,\prime} = e^{i\beta} e^{-i\varphi \vec{n} \frac{\vec{\sigma}}{2}} \psi_0^{I} + \psi_0^{II} = e^{i\beta} e^{-i\varphi \vec{n} \frac{\vec{\sigma}}{2}} \psi_0^{I} + \psi_0^{I} =$$
$$= \left(e^{i\beta} e^{-i\varphi \vec{n} \frac{\vec{\sigma}}{2}} + 1\right) \psi_0^{I} \quad .$$

Последнее соотношение можно преобразовать, представив оператор поворота спина $\hat{U}_n = e^{-i\varphi \vec{n} \cdot \vec{\sigma}/2}$ в виде линейного по матрицам Паули выражения: $\hat{U}_n = \cos\varphi/2 - i\vec{n}\vec{\sigma}\sin\varphi/2$. Тогда:

$$\psi_0 = \left\{ e^{i\beta} \left[\cos\varphi/2 - i\vec{n}\vec{\sigma}\sin\varphi/2 \right] + 1 \right\} \psi_0^{I} \quad . \qquad (69)$$

По определению интенсивность пучка дается выражением

$$I' = \psi_0'^{+} \psi_0' = \psi_0^{I+} (1+\hat{U}^{+})(1+\hat{U}) \psi_0^{I} \quad . \qquad (70)$$

Используя (69) и (70), I' можно переписать как

$$I' = \frac{1}{2} I \left[(1 + \cos\beta \cdot \cos\varphi/2) + \vec{n}\vec{P} \sin\beta \cdot \sin\varphi/2 \right] , \qquad (71)$$

где введены обозначения для начальной интенсивности $I = \psi_0^{+} \psi_0 = 4\psi_0^{I+} \psi_0^{I}$ и поляризации: $\vec{P} = \psi_0^{+} \vec{\sigma} \psi_0 / \psi^{+}\psi_0 = \psi_0^{I+} \vec{\sigma} \psi_0^{I} / \psi_0^{I+} \psi_0^{I}$.

Поляризация $\vec{P}'$ пучка, выходящего из интерферометра, дается выражением $\vec{P}' = \psi_0'^{+} \vec{\sigma} \psi_0' / \psi_0'^{+} \psi_0' = \psi_0^{I+} (1+\hat{U}^{+}) \vec{\sigma} (1+\hat{U}) \psi_0^{I} / I'$, в котором

$$(1+\hat{U}^{+})\vec{\sigma}(1+\hat{U}) = \left\{ 1 + \exp(-i\beta) \left[\cos\varphi/2 + i\vec{\sigma}\vec{n}\sin\varphi/2 \right] \right\} \vec{\sigma} \times$$
$$\times \left\{ 1 + \exp(+i\beta) \left[\cos\varphi/2 - i\vec{\sigma}\vec{n}\sin\varphi/2 \right] \right\}$$

нетрудно сосчитать, используя соотношения: $(\vec{\sigma}\vec{n})\vec{\sigma} = \vec{n} + i(\vec{\sigma} \times \vec{n})$, $\vec{\sigma}(\vec{\sigma}\vec{n}) = \vec{n} - i(\vec{\sigma} \times n)$. Следуя этому, окончательно получим:

$$\vec{P}' = \frac{I}{2I'} \left\{ \left[\cos^2\varphi/2 + \cos\varphi/2 \cdot \cos\beta \right] \vec{P} + \left[\sin^2\varphi/2 \, \vec{n}\vec{P} + \sin\beta \cdot \sin\varphi/2 \right] \vec{n} +$$

$$+\left[\cos\beta\cdot\sin\varphi/2+\cos\varphi/2\cdot\sin\varphi/2\right](\vec{n}\times\vec{P})\Big\}.$$

Если пучок падающих нейтронов неполяризован $(\vec{P}=0)$, интенсивность нейтронов для "О–пучка" может быть найдена как

$$I'(\vec{P}=0)=\frac{I}{2}\left[1+\cos\beta\cdot\cos\varphi/2\right], \qquad (72)$$

а поляризация:

$$\vec{P}'(\vec{P}=0)=\frac{\sin\beta\cdot\sin\varphi/2}{1+\cos\beta\cdot\cos\varphi/2} \qquad (73)$$

Когда фазовый сдвиг обусловлен только сильным взаимодействием нейтронов или гравитацией $(\varphi=0)$, (72) переходит в

$$I'(\vec{P}=0)=\frac{I}{2}\left[1+\cos\beta\right], \qquad (74)$$

при наличии только вращения спина $(\beta=0)$ она преобразуется в

$$I'(\vec{P}=0)=\frac{I}{2}\left[1+\cos\varphi/2\right]. \qquad (75)$$

5.4. Опыты по интерференции нейтронов

Точное измерение длины рассеяния. Нейтронные интерферометры на совершенных монокристаллах являются тонкими приборами, позволяющими (при качественном их изготовлении и при адекватной постановке всего эксперимента в целом) провести очень точные измерения определенных характеристик веществ: показателя преломления n или связанной с ним соотношением (30) длины когерентного рассеяния. Высокая точность опытов достигается благодаря наблюдению многих (около нескольких сотен) порядков интерференции. Возможности применения кристаллических интерферометров для этих целей довольно разнообразны, хотя и имеются определенные ограничения, обусловленные конечными геометрическими размерами интерферометров и геометрией расщепленных пучков в них. В уже выполненных исследованиях проводились измерения показателей преломления некоторых твердых материалов и газообразных веществ (например, ^3He).

В опыте по определению показателя преломления твердых тел плоскопараллельная пластинка из исследуемого материала

определенной толщины t устанавливается либо между расщепителем и зеркалом, либо между зеркалом и анализатором (рис.26). Метод измерения основан на вращении образца вокруг оси: при повороте пластинки меняется длина пути проходимого в образце каждым из конкретных пучков I и II (для одного она увеличивается, а для другого уменьшается) и соответственно появляется относительный сдвиг фаз.

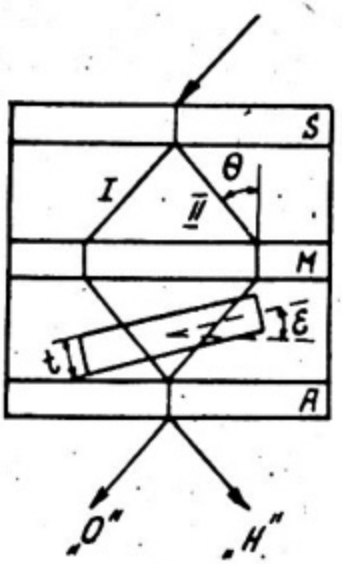


Рис. 25

Пусть ε – угол поворота пластинки относительно положения симметрии (рис. 25). Из рисунка видно, что длины путей, проходимых каждым нейтронным пучком через образец, будут отличаться для путей I и II на величину:

$$\Delta t = t\left[\frac{1}{\cos(\theta+\varepsilon)} - \frac{1}{\cos(\theta-\varepsilon)}\right], \qquad (76)$$

где θ – угол брэгговского отражения.

Соответствующий этой разности Δt относительный сдвиг фаз нейтронных волн можно записать как

$$\beta = k\Delta t - k_0 \Delta t, \qquad (77)$$

где k – волновой вектор нейтрона в веществе исследуемого образца; k_0 – волновой вектор нейтрона в пустоте. В соотношении (77) первое слагаемое есть разность фаз, набираемая волнами в среде на пути Δt, а второе – разность фаз, набираемая на том же пути в пустоте. Знак минус появляется из-за того, что относительное удлинение пути одной из волн в среде сопровождается точно таким же удлинением пути другой волны в пустоте, а геометрически, как видно из рис. 25, длины путей для пучков I и II равны.

Так как $k = k_0 n$, а $k_0 = 2\pi/\lambda$, где λ – дебройлевская длина волны падающих нейтронов, то

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)\Delta t. \qquad (78)$$

Сдвиг фаз β можно переписать, через так называемую λ-толщину $t_\lambda \equiv \lambda/n-1$, т.е. толщину, которая, как видно из (78), приводит к сдвигу фаз, равному 2π : $\beta = 2\pi \frac{\Delta t}{t_\lambda}$.

Принимая во внимание связь (31), формулу для β можно записать также в виде

$$\beta = N\lambda b \Delta t \,. \qquad (79)$$

Как видно из (78) и (79), сдвиг фаз является функцией Δt и, следовательно, учитывая (76), функцией $\mathcal{E}$. Поэтому интенсивность нейтронов для "О-пучка" в соответствии с (74) будет периодической функцией Δt:

$$I = I_0 \cos^2 \pi(1-n)\frac{\Delta t}{\lambda} = I_0 \cos^2 \frac{N\lambda b \Delta t}{2} \,.$$

Для примера экспериментальные зависимости интенсивности от Δt в "О" и "Н-пучках" для алюминия приведены на рис. 26. Из рисунка видно, что максимумы интенсивности для "О-пучка" и минимумы для "Н-пучка" находятся, как и следовало ожидать, из (63) и (64) при одних и тех же значениях Δt. Поскольку в экспериментальном спектре наблюдают большое количество пульсаций, то Фурье-анализ его позволяет с высокой точностью найти коэффициент

$$A = \frac{N\lambda b}{2} = \frac{\pi(1-n)}{\lambda} \qquad (80)$$

перед переменной в аргументе косинуса и, следовательно, b или n. Конечно, для этого, как видно из (80), длина волны падающих нейтронов должна быть известна с той же точностью, с какой желательно определение b или n.

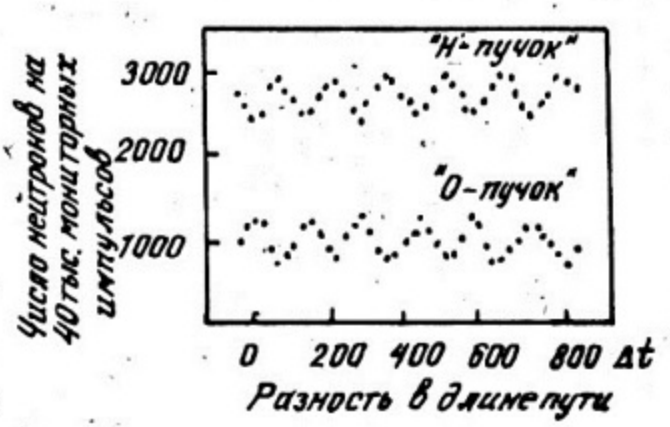


Рис. 26

Как видно из приложения, в котором длины волн рассеяния, измеренные с помощью интерферометра, обозначены звездочкой,

средняя точность метода определения b ограничена величинами $\Delta b/b \sim 10^{-3}$. Анализ ошибок показывает, что основной вклад в ошибку измерения вносят дефекты поверхности образца и некоторый постоянный начальный сдвиг фаз, зависящий от качества изготовления самого интерферометра. Оценки показывают также, что устранение влияния этих погрешностей, в особенности начального сдвига фаз, позволит на порядок улучшить точность измерений.

Кристаллический интерферометр можно использовать для определения длин рассеяния и показателей преломления веществ, сильно поглощающих нейтроны. На рис. 27 представлены результаты наблюдения интерференции нейтронов в газообразном ^3He, сечение поглощения нейтронов которым σ_a ($\lambda = 1{,}8$ Å) = $= 5327\,\delta$ составляет основную часть полного сечения. На рисунке отложены зависимости интенсивности в "О"- и "Н-пучках" от давления газа в сосуде, установленном на пути одного из пучков. Наблюдается резкое затухание зависимостей $I_0(p)$ и $I_н(p)$ с увеличением давления p, обусловленное поглощением нейтронов, и характерное расположение максимумов и минимумов на кривых $I_0(p)$ и $I_н(p)$. Точность измерения длины рассеяния $a = -b\frac{A}{A+1}$ была улучшена на порядок: ранее $a = 4{,}57 \pm 0{,}45\,f_m$, стало $a = 4{,}29 \pm 0{,}04\,f_m$. Улучшение точности измерений a позволило провести более качественное сравнение эксперимента и теоретических методов расчета задач многих тел в применении к системе $n + {}^3He$.

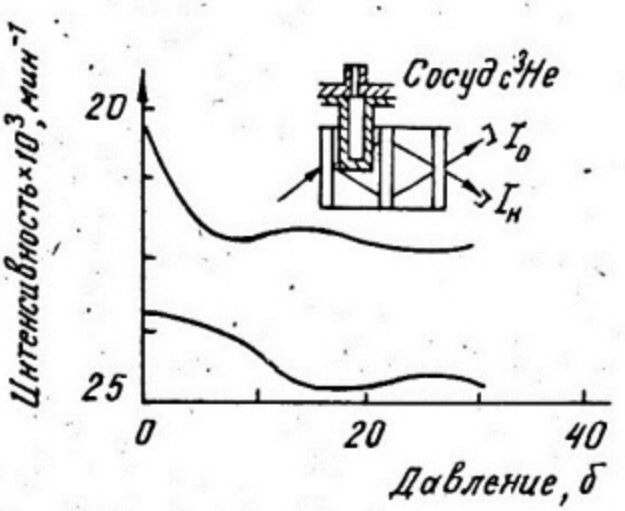


Рис. 27

Интерференционная картина, создаваемая двумя широко разделенными нейтронными пучками, прошедшими слои вещества различной толщины, может быть использована для получения дополнительной информации о волнах де-Бройля в веществе и о различных свойствах твердых веществ. Наблюдение высших порядков интерференции может дать, например, информацию о продольных размерах Δx волнового пакета, которые согласно соотношению неопределенностей должны быть равны по порядку величины $\Delta x \sim \lambda^2/\pi\Delta\lambda$. Методом нейтронного интерферометра можно измерять вклад, который будут давать в длину рассеяния нейтронно-электронные соударения и магнитное рассеяние нейтронов. Любой вид неоднородностей в материалах, создающих сдвиг фаз, будет приводить к изменению показателя преломления, которое можно наблюдать и измерить. Особенно это важно для магнитных материалов, для которых показатель преломления меняется от домена к домену и поэтому нейтронная интерферометрия может стать отличным методом наблюдения доменных структур. Отметим также, что контроль вращения спина нейтрона в намагниченных образцах может дать информацию о спиновой зависимости интерференции.

Проверка принципа эквивалентности гравитационной и инерционной масс нейтрона. Равенство гравитационной и инерционной масс связано с принципом эквивалентности поля ускорения полю тяготения. Экспериментальная проверка его проводилась как для макроскопических объектов (опыты Этвеша и уточненные опыты Дике и Брагинского), так и для самых различных элементов и элементарных частиц: для атомов Al, Pt, K и др., для электронов и фотонов. Методика измерений - традиционная; она основана на наблюдении подъема или падения частиц в поле тяготения. Проводились также опыты по наблюдению падения в гравитационном поле и для нейтронов, однако результаты экспериментов сравнивались с теорией, опираясь на формулы классической механики, в которой свойства нейтрона как волны фактически не использовались (т.е. формулы, описывающие движение нейтронов, не содержали постоянной Планка $\hbar$).

Впервые проверка принципа эквивалентности в области квантово-механических явлений была сделана с помощью уже упоминавшегося гравитационного рефрактометра (см. п. 1.5). С появлением кристаллических нейтронных интерферометров были поставлены более точные опыты, доказавшие справедливость этого принципа. Обсудим эти опыты более подробно.

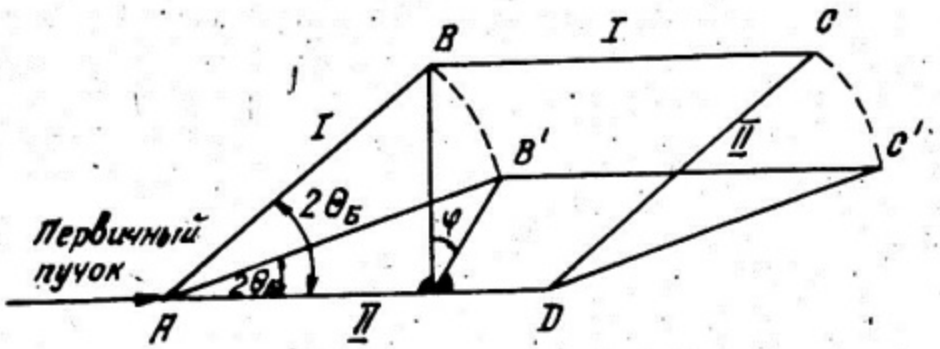


Рис. 28

Посмотрим, как будет влиять на движение нейтрона в интерферометре гравитационное поле Земли. Если интерферометр ориентирован в пространстве так, что плоскость ABCD, образованная лучами I и II (рис. 28), не горизонтальна, то когерентные пучки нейтронов, движущихся по пути I и II, будут набирать относительный сдвиг фаз, обусловленный различием во взаимодействии нейтронов с гравитационным полем. Если плоскость ABCD параллельна поверхности Земли, то никакого сдвига фаз, обусловленного гравитацией, нейтронные волны не приобретут. Величину относительного сдвига фаз, зависящего от величины среднего потенциала, действующего на нейтроны на пути I и II можно менять, изменяя положение интерферометра в пространстве, например вращая его целиком вокруг горизонтальной оси. Тогда в соответствии с (63) и (64) интенсивность "О"- и "Н-пучков" будет некоторой функцией угла поворота интерферометра.

Проще всего связь между углом поворота интерферометра и сдвигом фаз найти в том случае, когда первичный пучок горизонтален, а интерферометр вращается вокруг направления первичного пучка (т.е. так, как это схематически показано на рис. 28). Тогда ясно, что на пути AD и CB, где изменения гравитационного потенциала одинаковы, фаза каждой из нейтронных волн будет изменяться синхронно, поэтому относительного сдвига фаз не будет. Относительный сдвиг фаз парциальных волн, приходящих на анализатор, будет приобретаться тогда, когда нейтроны будут проходить горизонтальные участки AD и BC, расположенные в области действия различных гравитационных потенциалов. Разность гравитационных потенциалов для этих участков

$$\Delta V = m^g \cdot g \cdot H \,, \qquad (81)$$

где m^g – гравитационная масса нейтрона; g – ускорение свободного падения, соответствующее месту проведения эксперимента; H – разность высот участков AD и BC.

В соответствии с (62) относительный сдвиг фаз, приобретаемый парциальными волнами,

$$\beta = \frac{x \cdot m^g \cdot g \cdot H}{\hbar v} \,.$$

Если плоскость $ABCD$ повернуть на угол φ вокруг направления первичного пучка относительно своего вертикального положения, то гравитационный сдвиг фазы будет

$$\beta = \frac{x \cdot m^g \cdot g \cdot l \cdot \cos\varphi}{\hbar v} \,,$$

где l – расстояние между отрезками BC и AD. Делая несложные преобразования, получаем:

$$\beta = \frac{m \cdot m^g \cdot g \cdot S \cdot \hbar}{\hbar^2 \cdot m v} \cos\varphi = \frac{m \cdot m^g \cdot g \cdot S \cdot \hbar}{\hbar^2 \cdot p} \cos\varphi = \beta_0 \cdot \cos\varphi, \qquad (82)$$

где $\beta_0 = m \cdot m^g \cdot g \cdot \lambda \frac{S}{\hbar^2}$; m – инерционная масса нейтрона. В (82) через S обозначена площадь параллелограмма $ABCD$. Как видим, вращение прибора вокруг AD изменяет сдвиг фазы β по закону (82), что в конечном итоге приводит к изменению скоростей счета детекторов C_1 и C_2 согласно (63) и (64).

Результаты измерений в одном из опытов показаны на рис. 29. Наблюдается периодичность скорости счета детекторов (на рисунке отложена разность $I_{C_3} - I_{C_2}$), обусловленная изменением гравитационного потенциала. Осцилляции позволяют рассчитать гравитационный сдвиг фазы (82) и, следовательно, найти величину $\sqrt{m \cdot m^g}$. Наиболее точные измерения этой величины дали значение $\sqrt{m \cdot m^g} = 1{,}675 + 0{,}003 \cdot 10^{-24}$ г. Сравнение полученного результата со значением массы нейтрона, найденным из энергетического баланса ядерных реакций, $m = 1{,}6747 \cdot 10^{-24}$ г доказывает равенство инерционной и гравитационной масс нейтрона: $m = m^g$, а значит, тождественность принципа эквивалентности полей тяготения и инерции в области микроскопических явлений. Заметим, что точность, с которой проверен принцип эквивалентности в области микроскопических явлений, существенно ниже той точности, которая была получена в опытах Брагин-

ского и Дике. Этот факт вполне объясним, так как относительная погрешность измерений масс обратно пропорциональна массе исследуемых объектов.

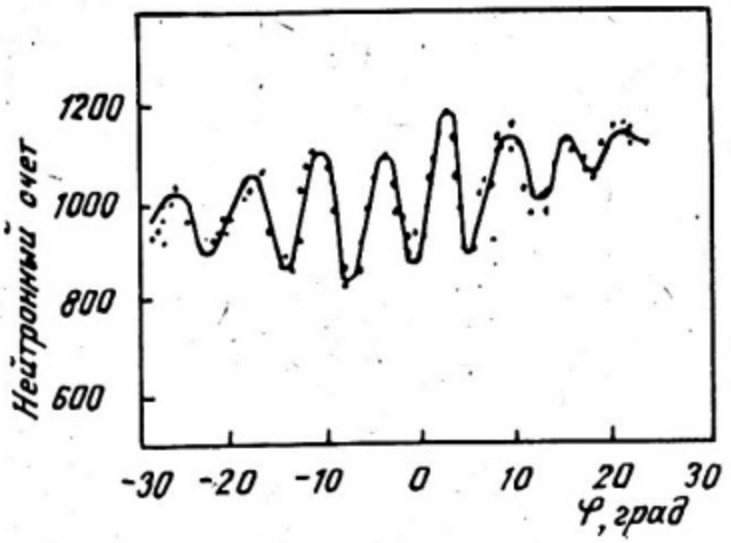


Рис. 29

Экспериментальная проверка 4π-симметрии волновой функции нейтрона. В последние годы с помощью кристаллических интерферометров был выполнен ряд экспериментов, в которых сдвиг фаз когерентно расщепленных пучков нейтронов создавался взаимодействием одного из них с магнитным полем. Интерес к этим исследованиям был вызван в значительной степени тем, что нейтронные интерферометры являются инструментами, допускающими экспериментальную проверку трансформационных свойств спиноров. В любых других экспериментах возможность изучения свойств самих волновых функций исключается, поскольку физически наблюдаемыми являются величины, содержащие квадрат модуля волновой функции.

Напомним вначале, каковы трансформационные свойства спиноров по отношению к операциям вращения в пространстве. Вращение в пространстве на конечный угол φ можно, как известно, описать с помощью унитарного оператора $\hat{U}$, явный вид которого легко получается, если вращение на угол φ рассматривать как сумму вращений на бесконечно малый угол $\delta\varphi$. Так как оператор поворота на угол $\delta\varphi$ вокруг направления, задаваемого единичным вектором $\vec{n}$, равен, по определению, $1 - i\delta\varphi\vec{S}\vec{n}$, где $\vec{S}$ – оператор момента количества движения, то оператор

поворота на полный угол вокруг того же направления $\hat{U} = \exp(-i\varphi\vec{n}\vec{S})$. Для частиц со спином $S=1/2$ - $\vec{S}=\vec{\sigma}/2$, где $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули (см. (67)).

Оператор $\hat{U}$, как и любую функцию матриц Паули, можно в этом случае записать как $\hat{U}(\varphi)=\cos\varphi/2+i\vec{n}\vec{\sigma}\sin\varphi/2$. При вращении вокруг оси z

$$\hat{U}_z(\varphi)=\cos\varphi/2+i\sigma_z\sin\varphi/2 . \qquad (83)$$

Действуя оператором (83) на волновую функцию частицы, являющуюся спинором 1-го ранга, получаем следующий закон преобразования компонент спинора ψ_1 и ψ_2 :

$$\psi_1'=\psi_1 e^{i\frac{\varphi}{2}} \; ; \; \psi_2'=\psi_2 e^{i\frac{\varphi}{2}} . \qquad (84)$$

Из (84) видно, что при повороте системы координат или изменении ориентации спина в пространстве на угол $\varphi=2\pi$ $\psi_1'=-\psi_1$ и $\psi_2=-\psi_2$, т.е. компоненты спинора меняют знак, а при двух полных оборотах вокруг оси z ($\varphi=4\pi$) $\psi_1'=\psi_1$ и $\psi_2'=\psi_2$, т.е. компоненты спинора восстанавливаются.

Трансформационные свойства волновой функции нейтрона и связь этих свойств с величинами, извлекаемыми из эксперимента, легче всего понять на примере задачи о поведении спина нейтрона в магнитном поле. Решим предварительно эту простую квантово-механическую задачу, полагая, что магнитное поле перпендикулярно направлению движения нейтронов. Будем считать, что ось x направлена вдоль поля $\vec{H}$, т.е. $\vec{H}=(H_x,0,0)$, а ось z совпадает с направлением движения нейтрона и что в начальный момент времени спин нейтрона (а следовательно, его магнитный момент) были ориентированы вдоль направления движения. Найдем поляризацию и волновую функцию нейтрона как функцию времени t.

Для данной задачи гамильтониан имеет вид: $\mathcal{H}=-\mu\vec{\sigma}\vec{H}=-\mu\sigma_x H$, где $\mu\vec{\sigma}$ - оператор собственного магнитного момента нейтрона, а $\mu=-1{,}91\,\mu_{яд}$. Уравнение Шредингера записывается следующим образом: $i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\mathcal{H}\psi=-\mu\sigma_x\cdot H\psi$. Представляя ψ как столбец $\psi=\begin{pmatrix}C_1(t)\\C_2(t)\end{pmatrix}$ и используя явный вид матрицы σ_x, получаем систему из двух уравнений:

$$\left.\begin{aligned}\frac{dC_1}{dt}-\frac{i\mu H}{\hbar}C_2=0\;;\\ \frac{dC_2}{dt}-\frac{i\mu H}{\hbar}C_1=0.\end{aligned}\right\} \qquad (85)$$

Общее решение для компонент $C_1(t)$ и $C_2(t)$ очевидно: $exp(i\omega t)$. Тогда из характеристического уравнения системы

$$\det \begin{vmatrix} i\omega & -i\frac{\mu H}{\hbar} \\ -\frac{i\mu H}{\hbar} & i\omega \end{vmatrix} = 0$$

получаем, что ω может принимать два значения $\omega = \pm \frac{\mu H}{\hbar}$. Непосредственной подстановкой в (85) убеждаемся, что самым общим решением системы будет:

$$C_1(t) = A_1 e^{i\frac{\mu H}{\hbar}t} + A_2 e^{-i\frac{\mu H}{\hbar}t};$$
$$C_2(t) = A_1 e^{i\frac{\mu H}{\hbar}t} - A_2 e^{-i\frac{\mu H}{\hbar}t}.$$

Воспользуемся теперь начальным условием, которое требует, чтобы спин нейтрона в начальный момент времени был ориентирован в положительном направлении оси z, т.е. состояние нейтрона описывалось бы функцией $\Psi(0) = \binom{1}{0}$.

Из него следует $A_1 + A_2 = 1$; $A_1 - A_2 = 0$, или $A_1 = A_2 = 1/2$.

Окончательно имеем:

$$\psi = \begin{pmatrix} C_1(t) \\ C_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\omega t \\ i\sin\omega t \end{pmatrix}. \qquad (86)$$

Представим полученное решение в форме, в которой явным образом выделены собственные состояния оператора $\hat{\sigma}_z$. Тогда

$$\Psi(t) = \cos\omega t \binom{1}{0} + i\sin\omega t \binom{0}{1}. \qquad (87)$$

Здесь $\binom{1}{0}$ и $\binom{0}{1}$ – чистые спиновые состояния, отвечающие строго определенным проекциям спина нейтрона на выделенное направление в пространстве соответственно $+\frac{\hbar}{2}$ и $-\frac{\hbar}{2}$. Коэффициенты $a(t) = \cos\omega t$ и $b(t) = i\sin\omega t$ при собственных функциях $\binom{1}{0}$ и $\binom{0}{1}$ являются амплитудами вероятности состояний. Квадраты их модуля дают вероятности найти нейтрон в состояниях с определенной проекцией спина на ось z : $r(t) = |a(t)|^2 = \cos^2\omega t$ – вероятность состояния с проекцией $+\frac{\hbar}{2}$ и $q(t) = |b(t)|^2 = \sin^2\omega t$ – вероятность состояния с проекцией $-\frac{\hbar}{2}$.

Поляризацию нейтронов в произвольный момент времени можно найти как среднее значение проекции спина на выделенное направление. Пользуясь определением квантово-механического среднего $p(t)=\bar{S}_z=\Psi^+(+)S_z\,\Psi(t)$ или обычного среднего $p(t)=\frac{r(t)(+\hbar/2)+q(t)(-\hbar/2)}{\hbar/2}$, легко находим:

$$p(t)=\cos^2\omega t-\sin^2\omega t=\cos 2\omega t=\cos\omega_L\cdot t\ . \qquad (88)$$

Формула (88) показывает, что при движении нейтрона в постоянном и однородном поперечном магнитном поле, среднее значение проекции спина на выделенную ось будет периодическим образом меняться или, как говорят, прецессировать с частотой $\omega_L=\frac{2\mu H}{\hbar}$, называемой ларморовской*. Для иллюстрации поведения поляризации во времени удобно пользоваться классическим представлением о спине, как о векторе определенной длины, вращающемся вокруг направления поля** с частотой ω_L. В этом случае вращение можно задать с помощью угла прецессии

$$\varphi=\omega_L\cdot t=\frac{2\mu H}{\hbar}\cdot t\ , \qquad (89)$$

а поляризацию нейтронов находить как функцию этого угла: $p(t)=\cos\varphi$.

Выражение (87) для волновой функции нейтрона в магнитном поле через угол прецессии запишется как

$$\Psi(t)=\cos\varphi/2\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}+i\sin\varphi/2\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}\ , \qquad (90)$$

при этом

$$r(t)=\cos^2\varphi/2\ ;\ q(t)=\sin^2\varphi/2\ . \qquad (91)$$

---

* Напомним, что для каждого отдельно взятого нейтрона в любой момент времени проекция спина на выделенную ось согласно квантовой механике может иметь одно из двух возможных значений $+\hbar/2$ или $-\hbar/2$. Поляризация же нейтронов есть среднее значение спина по нейтронному ансамблю.

** В действительности нейтроны прецессируют даже в том случае, когда магнитное поле неперпендикулярно начальному спину. Частота прецессии определяется напряженностью поля и не зависит от ориентации спина нейтрона.

Как видно из (90) любое возможное состояние нейтрона задается не полным углом прецессии, а его половиной $-\varphi/2$. Поскольку этот угол однозначно определяет состояние нейтрона, его называют фазой нейтронного состояния.

К этому же самому выводу можно было бы придти, сравнив величину угла прецессии (89) с фазой, набираемой нейтронной волной на ее пути в магнитном поле. В самом деле при $\langle V\rangle = -\mu H$ из (62) получаем

$$\beta = \frac{x\langle V\rangle}{v\hbar} = t\cdot\frac{\mu H}{\hbar} = \varphi/2 .$$

Изобразим наглядно следующие из (90) и (91) характеристики нейтронных состояний для некоторых частных случаев. Прецессию спина будем изображать классически, представляя ее как поворот вектора определенной длины ($\hbar/2$) вокруг поля H на угол φ от своего начального положения (рис. 30,а). Проекция этого вектора на ось будет давать значение поляризации нейтронов в произвольный момент времени. Волновые функции нейтронов – векторы состояний – будем отображать на диаграмме спиновых состояний. Проведем в некотором абстрактном пространстве (пространстве спиновых состояний) две взаимно перпендикулярные оси и будем откладывать на одной из них амплитуды вероятности состояний с проекцией спина вдоль оси z , а на другой – амплитуды вероятности состояний с проекцией против оси z (рис. 30,б). Тогда все возможные состояния нейтронов будут изображаться точками, расположенными на круге единичного радиуса. Начальному состоянию на диаграмме состояний соответствует точка, находящаяся на пересечении окружности с вертикальной осью.

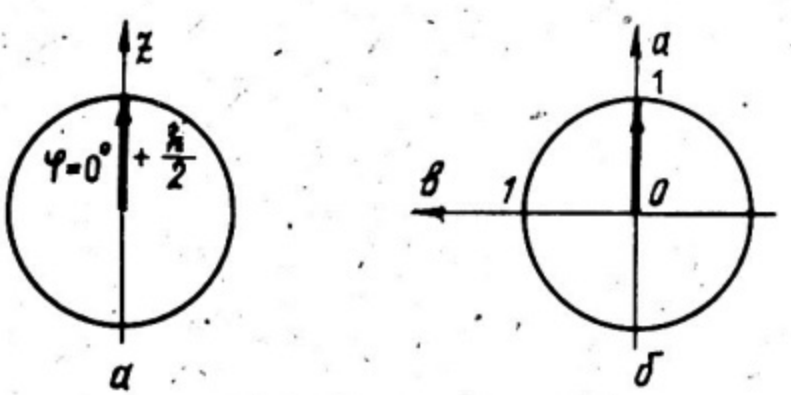


Рис. 30

Произвольное состояние нейтрона на диаграмме состояний будет тогда характеризоваться точкой, радиус-вектор которой образует с вертикальной осью угол $\beta = \varphi/2$.

$\varphi = 0^0$

В соответствии с классическим случаем (рис. 30,а) вероятность найти нейтрон в состоянии с проекцией спина $+\hbar/2$ на ось z $r(\varphi=0^\circ) \equiv \cos^2\varphi/2\Big|_{\varphi=0^\circ} = 1$, а вероятность найти нейтрон в состоянии с противоположной проекцией спина $q(\varphi=0^\circ)=0$ (рис. 30,б). Волновая функция начального состояния $\psi(0) = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$.

$\varphi = \pi/2$

Поворот вектора спина на угол $\varphi = 90^\circ$ от оси z в классическом случае (рис. 31,а) дает проекцию спина, равную нулю. Согласно квантовой механике (см. (91)) при повороте на 90° нейтрон приходит в такое состояние, при котором вероятность зарегистрировать спин вдоль и против оси одинаково равны 1/2 (рис. 31,б). Измерение проекции спина для нейтронного ансамбля даст, как и следовало ожидать, в сумме проекцию, равную нулю, т.е. в соответствии с классическим результатом.

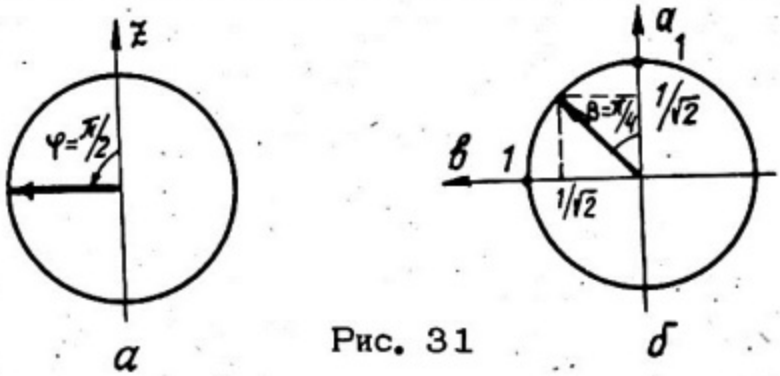


Рис. 31

$\varphi = \pi$

Функция (90) при $\varphi=\pi$ определяет состояние с проекцией $-\hbar/2$ на ось z : $\psi(\pi) = i\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = \cos\frac{\pi}{2}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} + i\sin\frac{\pi}{2}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$ (рис. 32,а и 32,б). $r(\varphi=\pi)=0$; $q(\varphi=\pi) = |b|^2 = 1$.

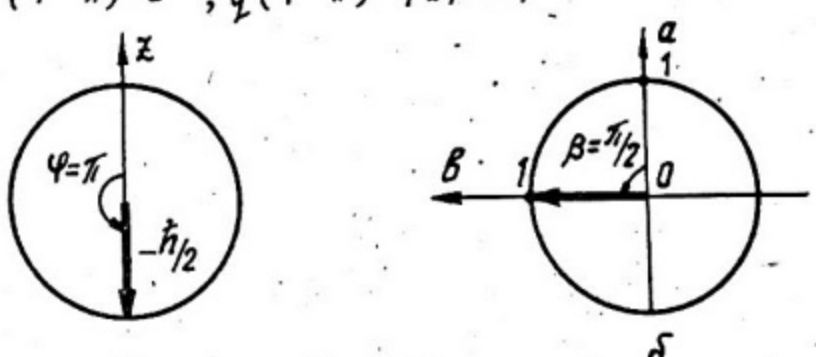


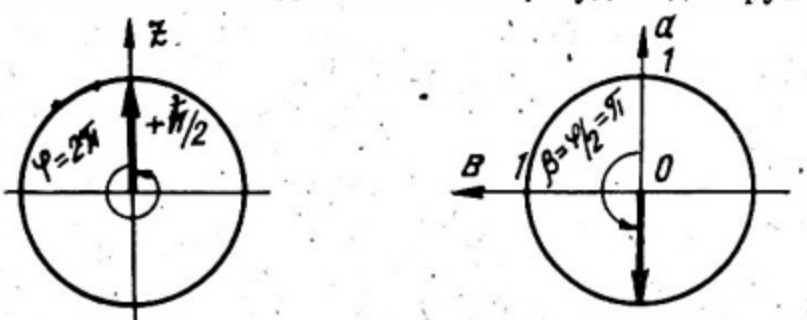
Рис. 32

$\varphi = 2\pi$

На первый взгляд кажется, что при повороте спина на угол $\varphi = 2\pi$ (рис. 33,а) вновь возвращаемся в исходное состояние, так как вероятности найти нейтрон в состоянии с проекциями спина на ось z равными $+\hbar/2$ и $-\hbar/2$ будут такими же, как и для начального состояния (рис. 33,б): $p(\varphi=2\pi)=p(\varphi=0^\circ)=1$; $q(\varphi=2\pi)=q(\varphi=0^\circ)=0$. Однако это не так. Как видно из (90), амплитуда состояния нейтрона с проекцией спина вдоль поля меняет знак, т.е. волновая функция нейтрона не восстановилась:

$$\psi(2\pi)=\cos\pi\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}+i\sin\pi\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}=-\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=-\psi(0^\circ).$$

Интерференция нейтронов, находящихся в состоянии со спином, повернутым на угол $\varphi = 2\pi$ с когерентными нейтронными волнами, не испытавшими воздействия поля, будет деструктивной.



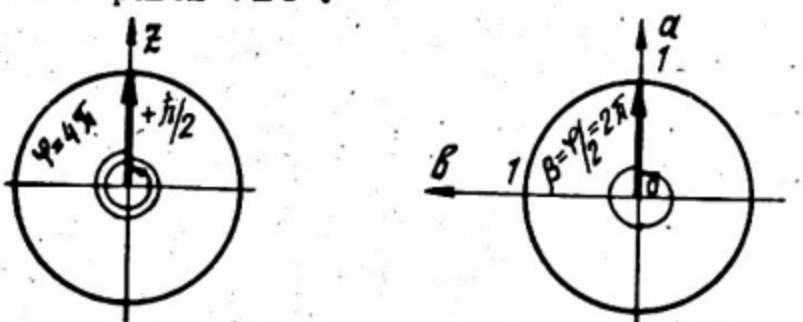
а) Рис. 33 б)

$\varphi = 4\pi$

После двух полных оборотов спина (рис. 34,а,б) амплитуды и вероятности, как следует из (90) и (91), возвращаются к исходным значениям, т.е. состояние нейтрона полностью восстанавливается лишь при повороте спина на угол 720°.

$$\psi(4\pi)=\cos 2\pi\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}+i\sin 2\pi\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}=\psi(0^\circ).$$

Когерентное сложение двух волн: первоначальной и волны, поляризация которой при прецессии во второй раз вернулась к исходному значению, приведет к конструктивной интерференции. Следовательно, в нейтронном интерферометре, одно плечо которого находится в магнитном поле, ожидаемый период осцилляции должен быть равен 720°.



а) Рис. 34 б)

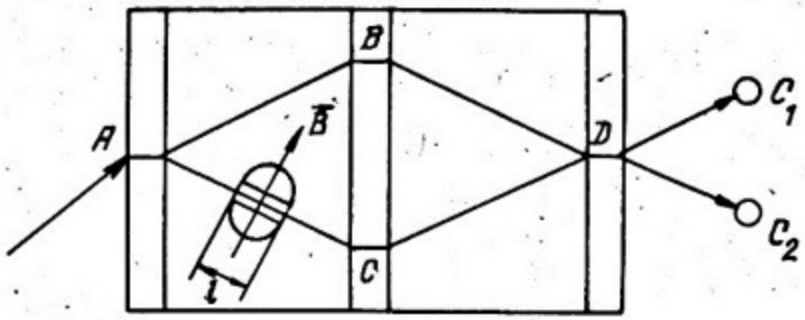


Рис. 35

4π -симметрия волновой функции нейтрона была проверена в опытах с нейтронными интерферометрами. Схема одного из таких опытов приведена на рис. 35. Во избежание возможного гравитационного сдвига фаз интерферометр был ориентирован в пространстве так, чтобы плоскость, образованная когерентно расщепленными пучками, была горизонтальной. На пути от расщепителя к зеркалу один из расщепленных пучков проходил через магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами. Сдвиг фазы, набираемый этим пучком, в соответствии с (62)

$$\beta = \frac{l\langle V\rangle}{\hbar v} = 2\pi\gamma\mu_{я} m\lambda \frac{B\cdot l}{\hbar}, \qquad (92)$$

где l – размер области, в которой сосредоточено поле. Учитывая численные значения констант, входящих в (92), легко посчитать величину поля, необходимого для создания сдвига фазы, равного 2π :

$$B\cdot l = \frac{272}{\lambda}. \qquad (93)$$

Здесь B дается в Гс, l – в см, λ – в ангстремах. Если поле неоднородное, то в (93) произведение Bl нужно заменить на его среднюю величину, т.е.

$$\int B\cdot dl = \frac{272}{\lambda}. \qquad (94)$$

Главная проблема данных экспериментов состоит в том, чтобы найти такой способ создания в ограниченном пространстве однородного, но изменяющегося по величине магнитного поля (в пределах от 0 до 2000 Гс), при котором это поле не нарушало бы работу интерферометра за счет выделения тепла или каких-либо других причин. В некоторых опытах эта задача

была решена с помощью маленьких магнитов, состоявших из двух постоянных магнитов и изготовленных из сплава самария с кобальтом. Величина поля в этом магните изменялась перемещением одного магнита относительно другого.

На рис. 36 приведены результаты одного из экспериментов, который проводился на неполяризованном пучке нейтронов с длиной волны $\lambda = 1{,}82$ Å. Для этих нейтронов, как следует из (94), чередование максимумов (или минимумов интенсивности),

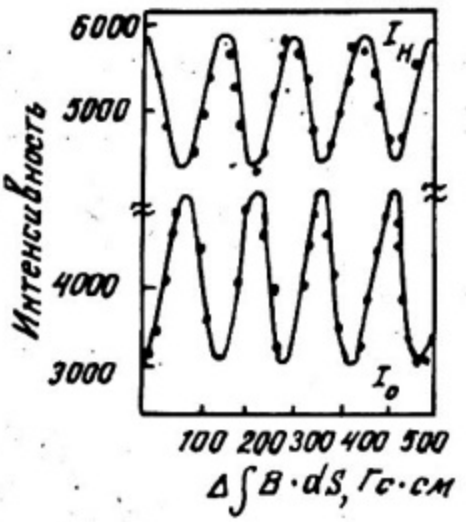


Рис. 36

соответствующее сдвигу фазы, равному 2π (углу прецессии, равному 4π), должно наблюдаться при полях, для которых $\int B dl =$ = 149 Гс·см. Как видно из рис. 36, наблюдаемый период осцилляции интерференционных картин для "О"- и "Н-пучков" действительно соответствует этому значению. Значение угла прецессии, соответствующее конструктивной интерференции и полученное в наиболее точных экспериментах, оказалось равным $\varphi =$ = 715 ± 3°. Этот результат и доказывает справедливость рассмотренных выше трансформационных свойств спиноров.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица длин рассеяния в Фм

z	Элемент	b	z	Элемент	b
1	H	-3,7409(11)	33	As	6,73(2)
	d	6,674(6)	34	Se	7,95(4)
	t	5,0(3)	35	Br	6,77(2)
2	^3He*	5,73(5)	36	Kr	7,91(15)
	^4He	3,0(2)	37	Rb	7,08(2)
			38	Sr	6,88(13)
3	Li	-2,03(5)	39	Y	7,75(2)
4	Be	7,8(4)	40	Zr	7,0(1)
5	B	5,35(6)	41	Nb*	7,054(3)
6	C	6,6484(13)	42	Mo	6,95(7)
7	N	9,36(2)	43	Tc	6,8(3)
8	O	5,803(5)	44	Ru	7,21(7)
9	F	5,66(2)	45	Rh	5,88(4)
10	Ne	4,6	46	Pd	6,0
11	Na	3,63(2)	47	Ag*	5,932(6)
12	Mg*	5,375(4)	48	Cd	3,8+ i·1,2
13	Al*	3,449(5)	49	In	4,08(4)
14	Si	4,1491(10)	50	Sn*	6,228(4)
15	P	5,13(1)	51	Sb	5,641(12)
16	S	2,847(1)	52	Te	5,43(4)
17	Cl	9,5792(8)	53	I	5,28(2)
18	Ar	1,8(2)	54	Xe	4,88(3)
19	K	3,71(2)	55	Cs	5,42(2)
20	Ca	4,90(3)	56	Ba	5,28(5)
21	Sc	12,15(13)	57	La	8,27(5)
22	Ti*	-3,438(2)	58	Ce	4,83(4)
			59	Pr	4,45(5)
23	V*	-0,3824(12)	60	Nd	7,80(7)
24	Cr	3,532(10)	65	Tb	7,38(3)
25	Mn	-3,73(2)	66	Dy	17,1(3)
26	Fe	9,54(6)	67	Ho	8,5(2)
27	Co	2,78(4)	58	Er	8,03(3)
28	Ni	10,3(1)	69	Tm	7,05(5)
29	Cu*	7,718(4)	70	Yb	12,62(12)
30	Zn*	5,680(5)	71	Lu	7,3(2)
31	Ga	7,2(1)	72	Hf	7,77(14)
32	Ge	8,1858(36)	73	Ta	6,91(7)

Продолжение приложения

z	Элемент	b
74	W	4,77(5)
75	Re	9,2
76	Os	10,8
77	Ir	10,6(2)
78	Pt	9,5(3)
79	Au	7,63(6)
80	Hg	12,66(2)
81	Tl	8,89(2)
82	Pb	9,4003(14)
83	Bi	8,5256(14)
90	Th	10,08(4)
92	U	8,61(4)
93	Np	10,6

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. – М.: Высшая школа, 1961.

2. Александров Ю.А., Шарапов Э.И., Чер Л. Дифракционные методы в нейтронной физике. – М.: Энергоатомиздат, 1981.

3. Юз Д. Нейтронная оптика. – М.: Изд-во иностр. лит., 1955.

4. Гуревич И.И., Тарасов А.В. Физика нейтронов низких энергий. – М.: Наука, 1965.

5. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. – М.: Энергоатомиздат, 1982.

6. Франк А.И. – УФН, 1982, т. 137, с. 5.
В сб.: Нейтрон. К 50-летию открытия. – М.: Наука, 1983.

7. Бернстейн К., Филлипс Э. – УФН, 1982, т. 136, с.665.

8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 3
1. ОПТИКА МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ 4
1.1. Ядерное рассеяние нейтронов. Длина рассеяния 6
1.2. Магнитное рассеяние нейтронов. Интерференция ядерного и магнитного рассеяния 13
1.3. Когерентное и некогерентное рассеяние нейтронов 16
1.4. Когерентная и некогерентная амплитуды рассеяния 20
1.5. Преломление нейтронных волн. Показатель преломления 22
1.6. Полное внешнее отражение нейтронов 30
1.7. Коэффициент отражения нейтронов 36
1.8. Брэгговское рассеяние нейтронов (дифракция) ... 39
2. ТЕПЛОВАЯ КОЛОННА ФЕРМИ 43
3. ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ 46
3.1. Метод пропускания нейтронов через намагниченный ферромагнетик 47
3.2. Метод отражения нейтронов от намагниченных зеркал 49
4. ПРИРОДА МАГНИТНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА 53
5. НЕЙТРОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ 59
5.1. Принцип действия нейтронных интерферометров ... 59
5.2. Интерферометры нейтронов на совершенных монокристаллах 62
5.3. Теория кристаллического интерферометра 66
5.4. Опыты по интерференции нейтронов 69
Приложение. Таблица длин рассеяния в Фм 85
Список использованной литературы 86

Редактор Е. Н. Кочубей
Техн. редактор Н. М. Воронцова
Корректор И. Н. Маркина

Л.– 62544
Формат 60x84 1/16
Тираж 450 экз.

Подписано в печать 13/I-1986г.
Объем 5,5 п.л. Уч.-изд.л. 5,0
Цена 35 коп. Изд. № 078–1
Заказ 1940

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31