

Аномальное поведение дисперсии нейтрона, проходящего через кристалл, при энергиях, близких к брэгговским

В. В. Воронин¹⁾, Ю. В. Борисов, А. В. Иванюта, И. А. Кузнецов, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров

Петербургский институт ядерной физики им. Константинова,

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 10 октября 2012 г.

В рамках подготовки эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона кристалл-дифракционным методом проведено исследование особенностей распространения нейтрона через кристалл при энергиях, близких к брэгговским. Исследовано время прохождения нейтрона через кристалл в зависимости от отклонения от условия Брэгга. Обнаружено аномальное поведение дисперсии нейтрона, т.е. зависимости его средней скорости от энергии. Показано, что при энергиях, близких к брэгговским, величина dv/dE для дифрагирующего нейтрона может на 3–4 порядка превосходить аналогичную величину для свободного нейтрона. Это открывает новые возможности в прецизионной нейтронной спектроскопии.

1. Введение. В настоящее время идет подготовка к проведению полномасштабного эксперимента по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона кристалл-дифракционным методом [1, 2]. Основная идея этого метода заключается в использовании нецентросимметричного кристалла. При прохождении нейтрона через такой кристалл в направлениях, близких к брэгговским для некоторых систем кристаллографических плоскостей, на нейтрон будет действовать электрическое поле величиной вплоть до 10^8 – 10^9 В/см по всей толщине кристалла [3]. Взаимодействие ЭДМ нейтрона с таким полем и приводит к экспериментально наблюдаемым явлениям.

Таким образом, проведение данного эксперимента требует детального исследования особенностей распространения нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским. Этому и посвящена данная работа.

2. Распространение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к Брэгговским. Рассмотрим прохождение нейтрона через совершенный кристалл (рис. 1). В силу периодичности потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом его можно представить в виде суммы гармонических потенциалов всевозможных кристаллографических плоскостей, т.е. провести его разложение по векторам обратной решетки \mathbf{g} [4].

В случае, когда условие Брэгга не выполняется ни для одной из систем кристаллографических плоскостей, решение рассматриваемой задачи хорошо известно. Оно представляет собой волну, преломленную на границе среды, с потенциалом взаи-

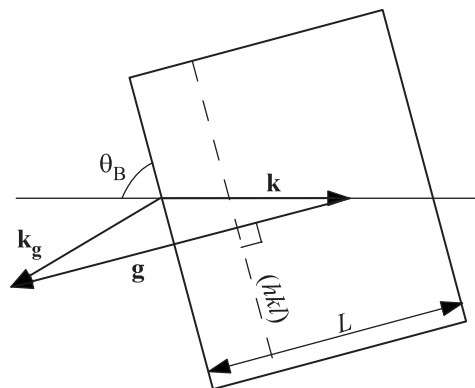


Рис. 1. Прохождение нейтрона через кристалл

модействия, равным среднему потенциалу кристалла V_0 или амплитуде нулевой гармоники в разложении потенциала. Однако, как было показано ранее [5], учет отраженных кристаллографическими плоскостями волн приводит к изменению волновой функции нейтрона и возникновению целого класса новых физических явлений (например, вращение спина нейтрона в нецентросимметричном кристалле [6]).

Для простоты рассмотрим случай больших отклонений от точного брэгговского условия, на котором легко проследить основные закономерности происходящих процессов. В этом случае волновая функция нейтрона в кристалле может быть записана в первом порядке теории возмущений [5]:

$$\psi = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \frac{V_g}{E_k - E_{k_g}} e^{i\mathbf{k}_g\mathbf{r}} \equiv e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left(1 - \frac{V_g}{2\Delta E} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right), \tag{1}$$

¹⁾ e-mail: vvv@pnpi.spb.ru

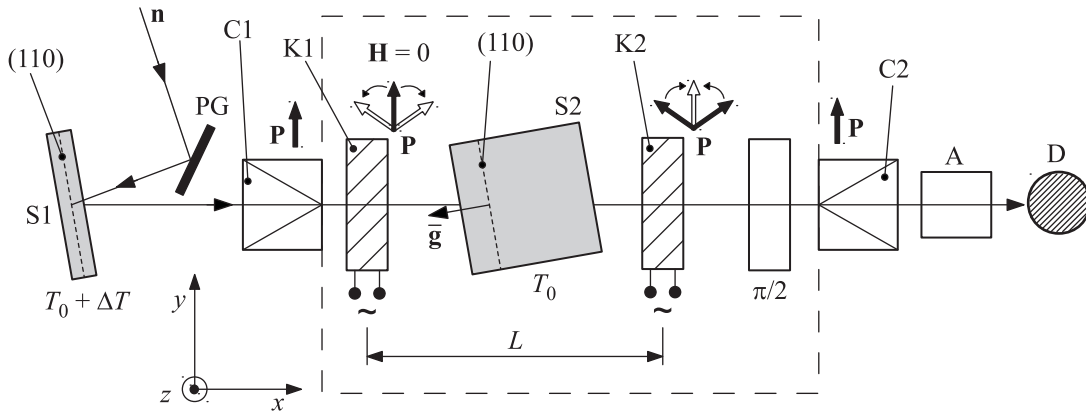


Рис. 2. Схема эксперимента

где \mathbf{k} и $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$ – волновые вектора падающей и отраженной волн, $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$, $E_{k_g} = \hbar^2 k_g^2 / 2m$, ΔE – отклонение от условия Брэгга, т.е. $E_k = E_B + \Delta E$ (E_B – энергия нейтрона, соответствующая точному выполнению условия Брэгга), V_g – g -гармоника потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом.

Из выражения (1) видно, что при приближении к условию Брэгга ($\Delta E \rightarrow 0$) для системы кристаллографических плоскостей, характеризуемых вектором обратной решетки \mathbf{g} , амплитуда отраженной этой системой волны неограниченно возрастает. Поэтому пользоваться теорией возмущений нельзя уже при $\Delta E \simeq |V_g| \equiv v_g$. Точное выполнение условия Брэгга ($\Delta E = 0$) соответствует тому, что уровень с энергией нейтрона E_k становится двукратно вырожденным. Ему отвечают два состояния с импульсами $\hbar\mathbf{k}$ и $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{g})$. Амплитуды этих состояний сравнимы по величине. В результате нужно решать двухуровневую задачу (так называемое двухволновое приближение динамической теории дифракции).

В работе [7] было показано, что при дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга время прохождения нейтрона через кристалл определяется не полной скоростью нейтрона, а ее компонентой, направленной вдоль кристаллографических плоскостей. Данный эффект вызван тем, что при дифракции в кристалле в направлении вектора обратной решетки возбуждается стоячая волна, а направление распространения нейтрона определяется вектором плотности тока (см., например, [8]).

При прохождении нейтрона через кристалл в направлениях, близких к брэгговским, волновая функция нейтрона (1) также отлична от волновой функции свободного нейтрона, а скорость распространения нейтрона в кристалле (отношение среднего импульса нейтрона к его массе или средняя плотность тока) составляет

$$\tilde{v} = \frac{\hbar}{m} (\mathbf{k} + a_g^2 \mathbf{g}), \quad (2)$$

где $a_g = v_g / (2\Delta E)$ – амплитуда отраженной волны.

Выражение (2) можно переписать в следующем виде:

$$\tilde{v} = v_B \left(1 + \frac{\Delta E}{2E_B} + \frac{v_g^2}{8\Delta E^2} \right), \quad (3)$$

где $v_B = \sqrt{2E_B/m}$ – скорость нейтрона, соответствующая точному выполнению условия Брэгга.

Отсюда

$$\frac{d\tilde{v}}{dE_k} = \frac{v_B}{2E_B} \left(1 - \frac{v_g^2 E_B}{2\Delta E^3} \right). \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое в скобках соответствует нормальной дисперсии, а второе – аномальная часть, обусловленная наличием отраженной волны. Из формулы (4) следует, что аномальная часть резонансным образом зависит от энергии и меняет знак при пересечении брэгговского значения, т.е. при определенных условиях кристалл может представлять собой среду с отрицательной или нулевой дисперсией. Можно заметить, что на границе применимости теории возмущений ($\Delta E \simeq v_g$) второе слагаемое становится равным $E_B / (2v_g)$. Это согласуется с известным фактом: при дифракции по Лауэ (на прохождение) существует эффект дифракционного усиления, имеющий схожую природу. Он заключается в том, что при малом изменении направления движения падающей частицы в пределах брэгговской ширины направление движения частицы внутри кристалла изменяется на угол Брэгга. Коэффициент такого дифракционного усиления как раз и составляет отношение энергии падающего нейтрона ($\simeq E_B$) к брэгговской ширине отражения v_g . Он может достигать $\sim 10^4 - 10^5$.

3. Эксперимент. Эксперимент проводился на втором горизонтальном пучке реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина). Исследовалась дифракция нейтронов на системе кристаллографических плоскостей (110) монокристалла кварца толщиной $L = 100$ мм. Схема эксперимента приведена на рис. 2.

Поляризованный пучок нейтронов ($P_0 \simeq 85\%$) после монохроматора, изготовленного из пиролютического графита (PG) (плоскость (002), $d = 3.35$ Å, мозаичность $\sim 1^0$), испытывал брэгговское отражение от монокристалла кварца (S1) (плоскость (110), $d = 2.4564$ Å, мозаичность существенно меньше собственной брэгговской ширины отражения: $\Delta d_B/d \sim 10^{-5}$). Угол Брэгга составлял $\theta_B = 87^\circ$. В итоге после кристалла имелся поляризованный пучок с монохроматичностью $\Delta\lambda/\lambda \simeq 10^{-5}$ и длиной волны $\lambda \simeq 4.9$ Å. Плавная регулировка длины волны отраженных нейтронов осуществлялась путем изменения температуры отражателя S1. За счет теплового расширения оно приводило к изменению межплоскостного расстояния и, соответственно, длины волны отраженных нейтронов.

Для измерения времени пролета нейтрона через рабочий кристалл S2 (см. рис. 2) использовался метод разделенных осциллирующих полей. Для этого до и после кристалла располагались две одинаковые радиочастотные катушки K1 и K2 с фиксированным сдвигом фазы друг относительно друга.

Рассмотрим работу этой системы. Пучок нейтронов влетает в область нулевого магнитного поля (выделена штриховой линией на рис. 2), с поляризацией, ориентированной ведущим полем катушки C1 в направлении y . В катушках K1 и K2 создается переменное магнитное поле $B(t) = B_0 \cos(\omega t)$, направленное вдоль оси z . Оно поворачивает вектор поляризации нейтронов в плоскости (x, y) на угол, зависящий от момента их влета в катушку и времени пребывания в ней. Угол поворота спина нейтрона после прохождения системы из двух катушек составляет

$$\varphi^s(t) = \frac{2\mu B_0 \tau_B}{\hbar} \cdot 2 \cos[\omega(t + \tau/2)] \cos(\omega\tau/2), \quad (5)$$

где t – момент влета нейтрона в первую катушку, τ_B – время пролета нейтрона через катушку, τ – время пролета нейтрона между катушками. Частота осциллирующих полей и расстояние между катушками K1 и K2 (т.е. время пролета τ), подбирались так, чтобы выполнялось равенство при отсутствии искомого эффекта от кристалла $\omega\tau = (2n + 1)\pi$. Тогда правая часть уравнения (5) равна нулю, и поляризация после прохождения всей системы возвращается к первоначальной ориентации y вне зависимости от

момента t влета нейтрона в первую катушку. На выходе из нулевого поля располагалась аналогичная C1 анализирующая катушка ведущего поля C2.

Дополнительная задержка в кристалле на время τ_0 приведет к появлению зависимости φ^s от времени:

$$\varphi^s(t) \simeq \frac{2\mu B_0 \tau_B}{\hbar} \omega \tau_0 \cos[\omega(t + \tau/2)], \quad (6)$$

и возникновению компоненты поляризации вдоль оси x , также зависящей от времени. В формуле (6) мы учли малость величины $\omega\tau_0$.

Дополнительная катушка $\pi/2$ (см. рис. 2) необходима именно для измерения x -компоненты поляризации.

В итоге мы получили возможность измерения двух компонент поляризации, P_x и P_y , в зависимости от времени и от длины волны падающих нейтронов. Это позволило находить из эксперимента как направление вектора поляризации, так и его величину.

4. Экспериментальные результаты и обсуждение. Пример экспериментально измеренной зависимости угла поворота поляризации от времени приведен на рис. 3. Она была аппроксимирована коси-

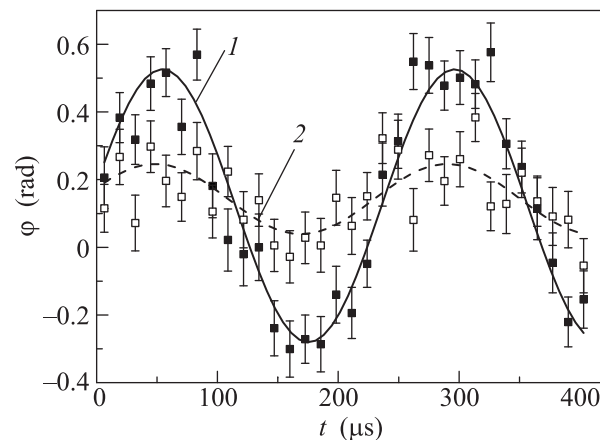


Рис. 3. Зависимости угла поворота поляризации от времени для двух длин волн налетающих нейтронов: 1 – вблизи ($\Delta\lambda/\lambda_B \simeq 1.2 \cdot 10^{-5}$) и 2 – далеко ($\Delta\lambda/\lambda_B \simeq 9 \cdot 10^{-5}$) от выполнения условия Брэгга

нусоидальной зависимостью с периодом T , равным периоду осциллирующих полей в катушках K1 и K2. В нашем случае частота магнитного поля равнялась 4 кГц ($T = 250$ мкс), а длина катушки составляла 5 см.

Из амплитуды этой косинусоидальной зависимости по формуле (6) можно получить время τ_0 задержки нейтрона в кристалле. Зависимость τ_0 от длины волны падающих нейтронов приведена на рис. 4.

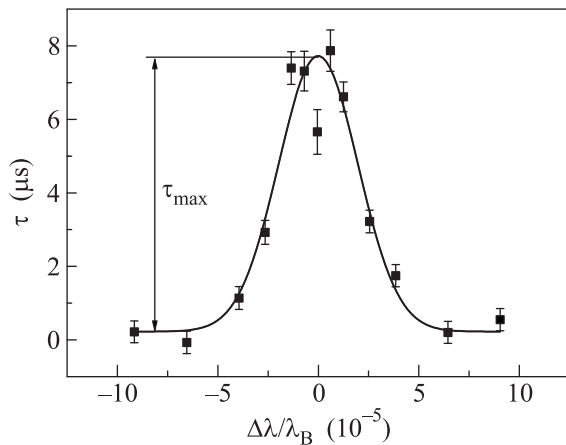


Рис. 4. Зависимость аномальной составляющей времени задержки нейтрона в кристалле от отклонения от условия Брэгга

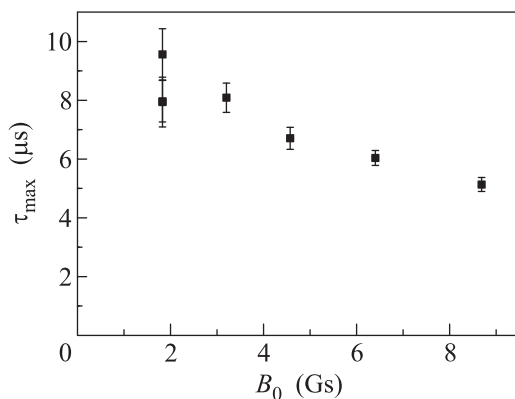


Рис. 5. Зависимость измеренной максимальной аномальной задержки нейтрона в кристалле (рис. 4) от амплитуды осциллирующего магнитного поля

Видно, что вблизи брэгговского отражения изменение длины волны нейтрона на $\Delta\lambda/\lambda \simeq 5 \cdot 10^{-5}$ приводит к изменению времени пролета на $\tau_0 \simeq 7.5$ мкс. При этом время пролета нейтронов через кристалл толщиной $L = 10$ см равно $\tau_L = 125$ мкс, т.е. $\tau_0/\tau_L \simeq 6 \cdot 10^{-2}$. Данное значение более чем в тысячу раз превосходит обычную временную дисперсию, обусловленную изменением длины волны нейтрона.

Измерения были проведены при нескольких значениях амплитуды осциллирующего поля B_0 . Их

результаты приведены на рис. 5. Видно, что рост B_0 ведет к некоторому уменьшению измеряемой величины τ_0 . Причины данного явления связаны с особенностями нашей методики измерений (см. [9]).

5. Заключение. Итак, в работе показано, что для нейтрона кристалл может представлять собой среду с аномальной дисперсией. Аномальная часть дисперсии является знакопеременной. В результате в окрестности брэгговского “резонанса” величина dv/dE может на несколько порядков превышать нормальное значение для свободного нейтрона. Данное явление необходимо учитывать при исследовании прохождения нейтронов через кристаллические материалы. Кроме того, оно может использоваться в прецизионной нейтронной времяпролетной спектроскопии.

В заключение хочется выразить благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) за стабильное функционирование данного аппарата. Работа поддержана РФФИ (гранты # 12-02-00446-а и 11-02-12161-офи-м) и Федеральной целевой программой Министерства образования и науки РФ “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России”.

1. V. V. Fedorov, V. V. Voronin, and E. G. Lapin, J. Phys. G **18**, 1133 (1992).
2. V. V. Fedorov, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin et al., Nucl. Instr. and Meth. B **252**(1), 131 (2006).
3. В. Л. Алексеев, В. В. Воронин, Е. Г. Лапин и др., ЖЭТФ **96**, 1921 (1989).
4. П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон и др., *Электронная микроскопия тонких кристаллов*, М.: Мир, 1968.
5. В. В. Федоров, *Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ (физ. элем. частиц)*, Л.: 1991, т. 65, с. 118.
6. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Письма в ЖЭТФ **74**, 279 (2001).
7. V. V. Voronin, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin, and V. V. Fedorov, JETP Lett. **71**, 76 (2000).
8. N. Kato, Acta Cryst. **13**, 349 (1960).
9. В. В. Воронин, Ю. В. Борисов, А. В. Иванюта и др., Письма ЖЭТФ **96**, 685 (2012).