

Вращение спина нейтрона при прохождении через нецентросимметричный монокристалл

В. В. Воронин¹⁾, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров

Петербургский институт ядерной физики РАН, 188300 г. Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2001 г.

Обнаружен эффект вращения спина холодных нейтронов при прохождении через нецентросимметричный монокристалл. Эффект обусловлен швингеровским взаимодействием магнитного момента движущегося нейтрона с внутрискристаллическим электрическим полем нецентросимметричного кристалла и зависит от направления распространения нейтрона через кристалл и его энергии. Показано, что характерная величина эффекта для α -кварца составляет $\simeq (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ рад/см в широком диапазоне длин волн (от 2.8 Å до 5.5 Å) и определяется степенью монохроматичности пучка (в данном эксперименте $\Delta\lambda/\lambda = (2 \div 5) \cdot 10^{-2}$). Такая величина эффекта соответствует электрическому полю $\simeq (0.5 \div 1) \cdot 10^5$ В/см, действующему на нейтрон. Измеренная величина хорошо согласуется с теоретическим расчетом.

PACS: 14.20.Dh, 61.12.Gz

1. Ранее нами было показано [1, 2], что при прохождении нейтронов через нецентросимметричный монокристалл нейтрон может подвергаться воздействию сильного электрического внутрискристаллического поля. Величина этого поля зависит от направления распространения нейтрона через кристалл и достигает максимума $\sim (10^8 \div 10^9)$ В/см при точном выполнении условия Брэгга [3, 4].

В работе [5] был обнаружен эффект вращения спина нейтрона в случае дифракции по Брэггу при отклонении от точного брэгговского условия на величину порядка нескольких брэгговских ширин, что соответствует $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$. При этом измеренный эффект оказался в несколько раз меньше, чем предсказывалось теоретически, что, по-видимому, было связано с низким совершенством используемого монокристалла.

В данной работе рассматриваются нейтронно-оптические эффекты, это означает, что отклонение от условия Брэгга может достигать $(10^3 \div 10^5)$ брэгговских ширин. Нами было показано теоретически [6], что для полярного кристалла PbTiO_3 , величина суммарного по всем плоскостям электрического поля \mathbf{E}_{sum} может достигать $\approx 2 \cdot 10^6$ В/см при отклонении от условия Брэгга, составляющем 10^4 брэгговских ширин.

Данное явление неубывания электрического поля при значительном отклонении от условия Брэгга связано с тем, что при определенных условиях электрические поля от различных кристаллографических плоскостей складываются и суммарное поле оказы-

вается существенно больше, чем поле от одной плоскости.

Рассматриваемые явления могут представлять интерес в связи с возможностью их использования для поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, а также в связи с предложением [7, 8] искать нарушение Т-инвариантности в сильных взаимодействиях (то есть фактически “сильный” или “ядерный” дипольный момент нейтрона) при движении нейтрона с энергией вблизи P -резонанса в нецентросимметричном кристалле, поскольку для таких нейтронов отклонение от условия Брэгга достаточно велико.

2. Рассмотрим нейтрон с энергией $E = \hbar^2 k_0^2/2m$, падающий на кристалл вдали от условия Брэгга для какой-либо системы кристаллографических плоскостей. Тогда его волновую функцию удобно записать, используя теорию возмущений [9] и разложение по векторам обратной решетки \mathbf{g} :

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left(1 + \sum_{\mathbf{g}} \frac{V_{\mathbf{g}}}{E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}_g}} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right), \quad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор нейтрона с учетом преломления на границе кристалла, $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$, $V_g = v_g e^{i\phi_g}$ – g -гармоника периодического потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом, $E_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2/2m$, $E_{\mathbf{k}_g} = \hbar^2 k_g^2/2m$ – энергии нейтрона для состояний (\mathbf{k}) и $(\mathbf{k} + \mathbf{g})$, соответственно. Разница $E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}_g}$ по сути есть отклонение от условия Брэгга в энергетичес-

¹⁾e-mail: vvv@mail.npfi.spb.ru

ких единицах. Распределение нейтронной плотности $|\psi(\mathbf{r})|^2$ в кристалле имеет вид:

$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = 1 + \sum_g \frac{2v_g}{E_k - E_{k_g}} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g). \quad (2)$$

Нетрудно заметить, что знак отклонения от условия Брэгга $E_k - E_{k_g}$ определяет “концентрацию” нейтронной волны на максимумах или минимумах периодического потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом. Это приводит к изменению кинетической энергии нейтрона [9]:

$$\tilde{E}_k = E - V_0 - \sum_g \frac{V_g V_{-g}}{E_k - E_{k_g}}, \quad (3)$$

где V_0 – нулевая гармоника или средний потенциал кристалла.

Таким образом, во втором порядке теории возмущений возникает поправка к среднему потенциалу кристалла V_0 , обусловленная кристаллической структурой рассеивателя, то есть нейтрон, проходя через кристалл и не испытывая брэгговского отражения, тем не менее “чувствует” его структуру. Эта поправка связана с концентрацией нейтронов либо на кристаллографических “ядерных” плоскостях (максимумах ядерного потенциала), либо между ними.

В величину $V_g V_{-g}$ дают вклад все типы взаимодействия нейтрона с кристаллом.

Рассмотрим случай немагнитного, непоглощающего кристалла. Тогда выражение для V_g можно записать как [9]

$$V_g = v_g^N e^{i\phi_g^N} + i v_g^E e^{i\phi_g^E} \mu \frac{\sigma[\mathbf{g} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (4)$$

где v_g^N, ϕ_g^N – амплитуда и фаза g -гармоники ядерного потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом, v_g^E, ϕ_g^E – амплитуда и фаза g -гармоники электрического потенциала кристалла, μ, v – магнитный момент и скорость нейтрона, c – скорость света.

Подставляя это выражение в (3) и учитывая, что для непоглощающего кристалла $V_g = V_{-g}^*$, получим

$$\tilde{E}_k = E - V_0 - \sum_g \frac{(v_g^N)^2}{E_k - E_{k_g}} - \mu \frac{\sigma[\mathbf{E}_{\text{sum}} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{E}_{\text{sum}} = \sum_g \frac{2v_g^N}{E_k - E_{k_g}} v_g^E \sin(\Delta\phi_g) \mathbf{g} \quad (6)$$

имеет смысл суммарного по всем отражающим плоскостям электрического поля, действующего на нейтрон, $\Delta\phi_g \equiv \phi_g^N - \phi_g^E$ – сдвиг фазы между g -гармониками ядерного и электрического потенциалов кристалла.

Для centrosимметричного кристалла $\Delta\phi_g \equiv 0$ и, соответственно, $\mathbf{E}_{\text{sum}} \equiv 0$.

В случае неcentrosимметричного кристалла из-за того, что “электрические” плоскости кристалла смещены относительно “ядерных”, то есть $\Delta\phi_g \neq 0$, возникает электрическое поле, действующее на нейтрон, поэтому в выражении для потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом появляется спиновая зависимость, что приводит к повороту спина нейтрона вокруг направления $\mathbf{H}_{\text{sum}} = [\mathbf{E}_{\text{sum}} \times \mathbf{v}]/c$ на угол

$$\Delta\varphi_s = 2 \frac{L}{\hbar v} \mu \frac{\sigma[\mathbf{E}_{\text{sum}} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (7)$$

где L – толщина кристалла.

Рассмотрим случай поглощающего кристалла. Это можно сделать, введя мнимую часть в ядерный потенциал кристалла, то есть

$$V_g = v_g^N e^{i\phi_g^N} + i v_g^{N'} e^{i\phi_g^{N'}} + i v_g^E e^{i\phi_g^E} \mu \frac{\sigma[\mathbf{g} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (8)$$

где $v_g^{N'}, \phi_g^{N'}$ – амплитуда и фаза g -гармоники мнимой части ядерного потенциала.

Тогда для \tilde{E}_k получим

$$\tilde{E}_k = E - V_0 - V_{\langle g \rangle} - i(V_0' + V_{\langle g \rangle}') - \mu \frac{\sigma[(\mathbf{E}_{\text{sum}} + i\mathbf{E}'_{\text{sum}}) \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (9)$$

где

$$V_{\langle g \rangle} = \sum_g \frac{(v_g^N)^2 - (v_g^{N'})^2}{E_k - E_{k_g}}, \quad (10)$$

$$V_{\langle g \rangle}' = \sum_g \frac{2v_g^N v_g^{N'} \cos(\phi_g^N - \phi_g^{N'})}{E_k - E_{k_g}}, \quad (11)$$

$$\mathbf{E}'_{\text{sum}} = \sum_g \frac{2v_g^{N'}}{E_k - E_{k_g}} v_g^E \sin(\phi_g^{N'} - \phi_g^E) \mathbf{g}. \quad (12)$$

Таким образом, для неcentrosимметричного кристалла мнимая часть потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом, то есть поглощение, зависит как от направления и величины скорости нейтрона, так и от направления спина.

Расчеты показывают, что величины дифракционных поправок для кристалла α -кварца в широком диапазоне длин волн составляют:

$$V_{\langle g \rangle} + iV_{\langle g \rangle}' \approx 10^{-3}(V_0 + iV_0'),$$

$$\mu\sigma[(\mathbf{E}_{\text{sum}} + i\mathbf{E}'_{\text{sum}}) \times \mathbf{v}]/c \approx 10^{-6}(V_0 + iV_0')$$

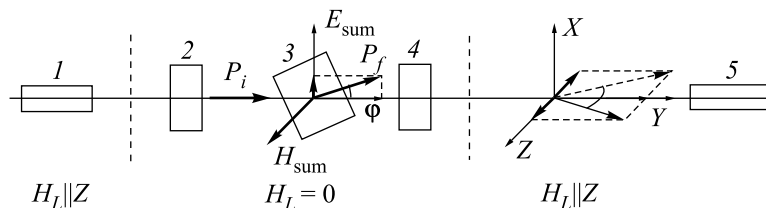


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – нейтронно-вод-поляризатор; 2 – катушка для поворота спина вокруг оси X на $\pi/2$; 3 – монокристалл α -кварца размерами $14 \times 14 \times 3,5$ см; 4 – $\pm\pi/2$ катушка поворота вокруг оси Y ; 5 – нейтронно-вод-анализатор. H_L – ведущее магнитное поле; O – ось вращения кристалла ($O \parallel Z$)

и быстро растут при приближении к какой-либо отражающей плоскости или группе плоскостей.

3. Схема эксперимента приведена на рис.1.

Для изучения эффекта вращения спина вектор поляризации ориентировался в направлении скорости нейтрона (ось Y), а после прохождения кристалла измерялась его X -компонента, которая при отсутствии эффекта должна была равняться нулю. Для изучения спектральной зависимости использовалась время-пролетная методика. Чтобы исключить ложный эффект, связанный с ненулевой величиной X -компоненты вектора поляризации в условиях реального эксперимента, измерялся разностный эффект при двух положениях кристалла, отличающихся поворотом на 180° вокруг оси Z (что эквивалентно замене \mathbf{v} на $-\mathbf{v}$). При этом изучаемый эффект должен менять знак, см. (7).

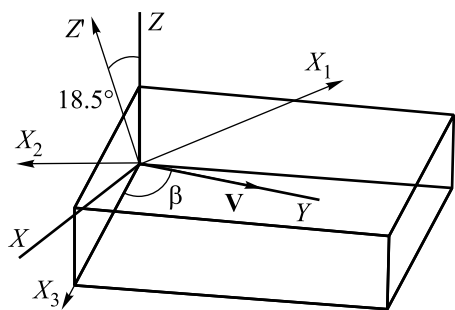


Рис.2. Ориентация кристалла

В эксперименте использовался кристалл α -кварца размерами $14 \times 14 \times 3.5$ см. Направление распространения нейтронов относительно лабораторной (X, Y, Z) и кристаллографической (Z', X_1, X_2, X_3) систем координат изображено на рис.2. Кристаллографическая ось Z' кристалла была повернута относительно лабораторной оси Z на угол 18.5° , это определялось вырезом реально существующего кристалла. Угол поворота кристалла β отсчитывался от оси $[110](X_3)$.

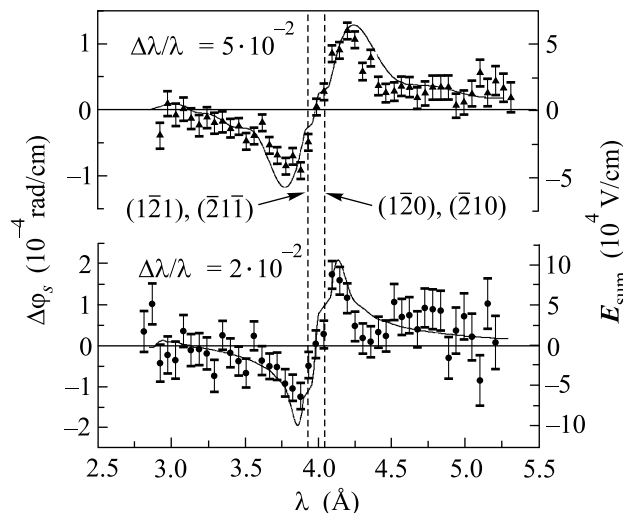


Рис.3. Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации $\Delta\varphi_s$ при $\beta = 90^\circ$

Были проведены измерения спектральной зависимости угла поворота спина нейтрона при положениях кристалла, соответствующих $\beta = 90^\circ$ и 30° . Полученные зависимости приведены на рис.3,4. Сплошные кривые есть расчетные зависимости, полученные усреднением зависимости (7) по экспериментальному энергетическому разрешению. Видно, что при приближении к брэгговским отражениям с ненулевым электрическим полем, отмеченным на рисунках пунктирными линиями, наблюдается возрастание эффекта, и его максимальная величина определяется энергетическим разрешением эксперимента. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими зависимостями. Справа на оси ординат отложена соответствующая величина электрического поля E_{sum} . Случай, изображенный на рис.3, соответствует ситуации, когда положение плоскостей, дающих вклад в E_{sum} , практически совпадает, что несколько увеличивает суммарный эффект и облегчает его обнаружение. На рис.4 изображен случай более или менее произвольного выбора ориентации кристалла. Нетрудно видеть, что во

всем изучаемом диапазоне длин волн присутствует эффект на уровне $\pm 5 \cdot 10^{-5}$ рад/см.

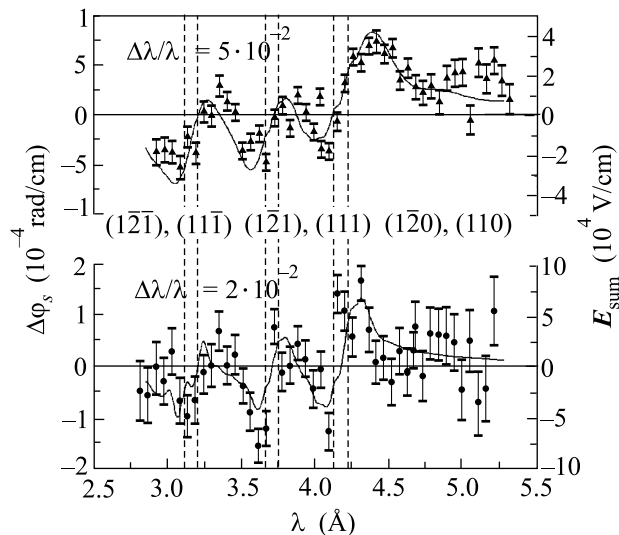


Рис.4. Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации $\Delta\varphi_s$ при $\beta = 30^\circ$

4. Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что в нецентросимметричном кристалле может возникать нейтронно-оптический эффект вращения спина за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем кристалла. Для кристалла α -кварца характерная величина поворота составляет $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ рад/см, что соответствует величине электрического поля $\simeq 0.5 \cdot 10^5$ В/см, воздействующего на нейтрон.

Необходимо отметить, что обнаруженный эффект говорит о наличии других дифракционных поправок (10), (11), (12) которые приводят к ориентационной

и энергетической зависимостям потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом. Так, например, наличие члена (11) должно приводить к зависимости мнимой части ядерного взаимодействия (поглощения) от направления и энергии нейтрона, а члена (12) – к зависимости коэффициента поглощения от направления спина нейтрона.

В заключение авторы выражают благодарность А.К.Радькову за помощь при проведении теоретических расчетов, а также О.И.Сумбаеву, В.Л.Румянцеву и В.Л.Алексееву за многочисленные и полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований: гранты # 00-02-16854, # 01-02-06263, INTAS: грант # 01-00043 и 6-м конкурсом-экспертизой молодых ученых РАН 1999 г. (грант # 76), а также Федеральной целевой программой “Интеграция”, проект 278 по направлению 3.2 за 2001 г.

1. V. L. Alexeev, V. V. Fedorov, E. G. Lapin et al., NIM **A284**, 181 (1989).
2. В.Л. Алексеев, В.В. Воронин, Е.Г. Лапин и др., ЖЭТФ **96**, 1921 (1989).
3. V. V. Fedorov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin, and V. V. Voronin, Physica **B297**, 293 (2001).
4. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Письма в ЖЭТФ **72**, 445 (2000).
5. M. Forte and C. M. E. Zeyen, NIM **A284**, 147 (1989).
6. В. В. Воронин, В. В. Федоров, Препринт ПИЯФ NP-8-1999, **2293**, Гатчина, 1999.
7. В. Г. Барышевский, Ядерная физика **58**, 1558 (1997).
8. V. G. Baryshevsky, J. Phys. **G23**, 509 (1997).
9. В. В. Федоров, Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ, ФЭЧ **1**, 65, Л-д, 1991.