

01;12

©1995

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ СПИНА НЕЙТРОНА НА МАЯТНИКОВУЮ КАРТИНУ ПРИ ДИФРАКЦИИ В КРИСТАЛЛЕ БЕЗ ЦЕНТРА СИММЕТРИИ

*В.В.Федоров, В.Л.Алексеев, В.В.Воронин,
Е.Г.Лапин, В.Л.Румянцев*

В настоящей работе экспериментально получены маятниковые картины при дифракции нейтронов по Лауэ в зависимости от ориентации спина нейтрона относительно направления электрического поля нецентросимметричного кристалла и дана теория эффекта в двухволновом приближении. Отсутствие смещения фазы маятниковой картины при перевороте спина в направлении, параллельном электрическому полю, можно трактовать как предварительное грубое измерение электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, свидетельствующее о его отсутствии на уровне $\sim 10^{-20} \text{e} \cdot \text{см}$.¹

Как известно, при динамической дифракции нейтронов по Лауэ в кристалле возбуждаются два типа нейтронных волн $\psi^{(1)}$, $\psi^{(2)}$ с различными волновыми векторами $k^{(1)}$ и $k^{(2)}$, относящимися к разным ветвям дисперсионной поверхности [4]. Нейтроны в этих состояниях распространяются вдоль кристаллографических плоскостей со средней скоростью $v_{\parallel} = v_{\text{cos}} \theta_B$, где θ_B — угол Брэгга, причем нейтроны в состоянии $\psi^{(1)}$ сконцентрированы преимущественно в максимумах ядерного потенциала, а в состоянии $\psi^{(2)}$ — в его минимумах. Биения этих волн приводят к периодической зависимости от толщины кристалла L (а также от длины волны или угла Брэгга) интенсивностей I_0 , I_g прямого и дифрагированного пучков [4] (маятниковая картина, см. ниже (2) и рис. 1).

В работе [5] было показано, что в нецентросимметричном кристалле для некоторых систем плоскостей максимуму

¹ Вопрос о возможности увеличения чувствительности дифракционных экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона до чувствительности магниторезонансного метода, использующего ультрахолодные нейтроны (уровень $\sim 10^{-25} \text{e} \cdot \text{см}$ [1,2]), рассмотрен в работе [3] и будет также обсужден в следующей работе (направлена в "Письма в ЖТФ").

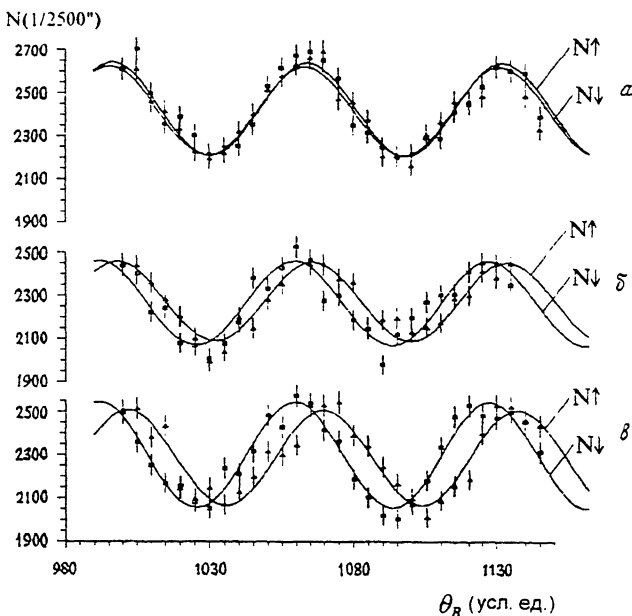


Рис. 1. Экспериментальные маятниковые картины для двух противоположных направлений спина нейтрона $N\uparrow$ и $N\downarrow$ при различных ориентациях спина относительно направления электрического поля в кристалле (угол Θ): а — $\Theta = 0^\circ$, б — $\Theta = 45^\circ$, в — $\Theta = 90^\circ$. По оси абсцисс отложены значения угла Брэгга θ_B , 1 усл. ед. соответствует $10''$.

мы электрического потенциала смещены относительно максимумов ядерного потенциала, в результате нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются в сильных электрических полях противоположного знака:

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv E_g - g v_g^E \sin \Delta \phi_g,$$

где \mathbf{g} — вектор обратной решетки, $|\mathbf{g}| = 2\pi/d$, d — межплоскостное расстояние, v_g^E — модуль амплитуды g -гармоники электрического потенциала кристалла, $\Delta \phi_g$ — фаза этой гармоники, описывающая сдвиг максимумов электрического потенциала относительно максимумов ядерного. Были рассчитаны величины полей для ряда плоскостей α -кварца. В частности, для плоскости $(11\bar{2}0)$ получилось $E_{11\bar{2}0} = 2.03 \times 10^8$ В/см.

Швингеровское взаимодействие магнитного момента нейтрона $\mu = \mu N g_n / 2$ (μN — ядерный магнетон, $g_n = -3.826$) с этим полем приводит к изменению фазы маятниковой картины $\phi_0 = \Delta k L$ ($\Delta k = |\mathbf{k}^{(1)} - \mathbf{k}^{(2)}|$, L — толщина кристалла)

на величину $\pm \Delta \phi_0$:

$$\Delta \phi_0 = \frac{2\mu H_g^S}{\hbar} \cdot \frac{L}{v_{\parallel}} = \frac{g_n}{2} \cdot \frac{e E_g L}{m_p c^2} \quad (1)$$

для двух направлений спина — по и против вектора $\mathbf{H}_g^S = E_g \times v_{\parallel}/c$, m_p — масса протона.

В результате интенсивность отраженного пучка нейтронов для этих направлений спина будет иметь вид:

$$I_g^{\pm} = \sin^2 \left(\frac{\phi_0 \pm \Delta \phi_0}{2} \right) \equiv \sin^2 \frac{\phi^{\pm}}{2} = \frac{1}{2} (1 - \cos \phi^{\pm}). \quad (2)$$

Величина сдвига фазы $\Delta \varphi$ маятниковой картины при перевороте спина будет равна $\Delta \varphi = 2\Delta \phi_0$. Эта величина измерена в работе [5], и по ней впервые была определена величина электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон, которая в пределах ошибки совпала с рассчитанной.

Если теперь спин нейтрона направить под углом Θ к направлению \mathbf{H}_g^S (оси квантования, выбранной за полярную ось), то, суммируя по проекциям спина, получим

$$I^{\updownarrow} = \frac{1}{2} [1 - \cos \phi_0 \cos \Delta \phi_0 \mp \cos \Theta \sin \phi_0 \sin \Delta \phi_0] \equiv \frac{1}{2} (1 - K \cos \phi^{\updownarrow}), \quad (3)$$

где K и ϕ^{\updownarrow} — контраст фазы маятниковых картин для нейтронов с противоположными спинами

$$K = \sqrt{1 + \cos^2 \Theta \operatorname{tg}^2 \Delta \phi_0} \cdot \cos \Delta \phi_0, \quad \phi^{\updownarrow} = \phi_0 \pm \Delta \phi_{\Theta}, \quad (3')$$

где

$$\Delta \phi_{\Theta} = \operatorname{arctg}(\cos \Theta \operatorname{tg} \Delta \phi_0).$$

При $\Theta = 0$ эти формулы переходят в (2).

Изменения интенсивности и фазы картины при перевороте спина в этом случае будут определяться

$$\Delta I_g = I_g^{\downarrow} - I_g^{\uparrow} = 2 \cos \Theta \left[\sin^2 \frac{\phi^+}{2} - \sin^2 \frac{\phi^-}{2} \right],$$

$$\Delta \varphi(\Theta) = 2\Delta \phi_{\Theta}. \quad (4)$$

При $\Theta = \pi/2$, т. е. при спине, перпендикулярном направлению \mathbf{H}_g^S зависимость интенсивности от спина исчезает и период осцилляции I_g определяется только ядерным потенциалом

$$I_g = \frac{1}{2} [1 - \cos \phi_0 \cdot \cos \Delta \phi_0]. \quad (5)$$

Точно такая же формула получается при усреднении (3) по Θ , т.е. для неполяризованного пучка. Контраст маятниковой картины, описываемый (5) (в отличие от (2)), зависит от величины $\Delta\phi_0$ и, в частности, при толщине кристалла $L_0 = \pi t_p c^2 / g_n e E_g$, такой что $\Delta\phi_0 = \pi/2$ (см. (1)), контраст исчезает. При этом интенсивности прямой и отраженной волн равны $1/2$ и не зависят от длины волны. Например, для системы плоскостей $(11\bar{2}0)$ α -кварца $L_0 = 3.6$ см.

Физический смысл явления исчезновения маятниковой картины следующий: для нейтронов в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ спины, находящиеся в противоположных магнитных полях $\pm \mathbf{H}_g^S$, вращаются в разные стороны и поворачиваются на углы $\pm \Delta\phi_0$. При $\Delta\phi_0 = \pi/2$ спины нейтрона в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ становятся антипараллельными, состояния перестают интерферировать, что и отвечает исчезновению маятниковой картины.

При увеличении толщины в 2 раза ($L = 7.2$ см) спин нейтрона в каждом состоянии повернется на угол π , т.е. относительный поворот составит 2π . Для частицы со спином $1/2$ это приводит к деструктивной интерференции, что отражается в изменении знака перед $\cos\phi_0$ в (5), и только при толщине кристалла, соответствующей относительному повороту на 4π (т.е. $\Delta\phi_0 = 2\pi$), возникает опять конструктивная интерференция и формула (5) переходит в себя (ср. [6,7]).

Измерения проводились на установке [5] при трех ориентациях спина нейтрона: $\theta = 0, 45$ и 90° . Пучок поляризованных нейтронов ($P \approx 0.8$ при $\lambda \approx 2\text{\AA}$) дифрагировал по Лауэ на плоскостях $(11\bar{2}0)$ естественного кварца нормальных входной и выходной граней пластины толщиной $L = 11.3$ мм. Эффективная мозаичность $\omega_{\text{эф}} = 0.1-0.2''$ [8]. Переворот спина осуществлялся при каждом значении угла Брэгга θ_B . Результаты измерений представлены на рис. 1, 2 и в таблице.

В первом столбце даны углы Θ , во втором — экспериментальные сдвиги фаз $\Delta\varphi_p = \varphi_p(N^\uparrow) - \varphi_p(N^\downarrow)$. В третьем столбце приведены значения $\Delta\varphi$, нормированные на $P = 1$.

| Θ | $\Delta\varphi_{p\text{эксп}}^0$ | $\Delta\varphi_{(P=1)}^0$ |
|----------|----------------------------------|---------------------------|
| 0 | 47.5 ± 3.2 | 59.4 ± 4.0 |
| 45 | 35.0 ± 5.3 | 43.7 ± 6.6 |
| 90 | -1.1 ± 5.3 | -1.4 ± 6.6 |

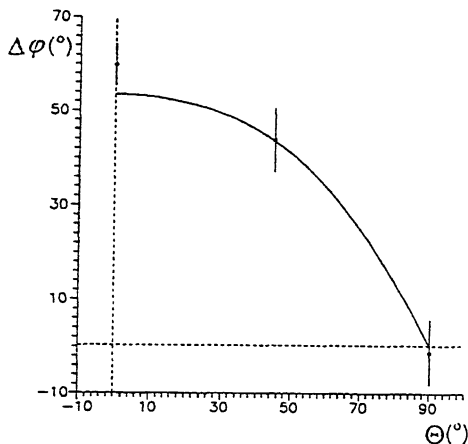


Рис. 2. Величина сдвига фазы маятниковой картины $\Delta\varphi(\Theta)$ при перевороте спина дифрагирующих нейтронов в зависимости от ориентации спина относительно направления электрического поля в кристалле. Кривая соответствует рассчитанному значению $E_{11\bar{2}0} = 2.03 \cdot 10^8$ В/см, вычисленному из табличных характеристик кварца.

Измеренные сдвиги $\Delta\varphi$ позволяют определить экспериментальную величину электрического поля, воздействующего на дифрагирующий нейтрон в кварце. С учетом предыдущего результата [5] усредненное экспериментальное значение таково:

$$E_{11\bar{2}0} = (2.10 \pm 0.12(0.23)) \cdot 10^8 \text{ В/см,}$$

в скобках — внешняя средняя квадратичная ошибка, вычисленная из разброса результатов отдельных измерений. Как видно из рис. 2, расчет правильно описывает величину и зависимость эффекта от ориентации спина нейтрона (угол Θ) при нулевом (на уровне 10^{-20} е · см) ЭДМ нейтрона.

Авторы выражают благодарность О.И. Сумбаеву за полезные обсуждения, Л.А. Аксельроду, В.И. Гаврешеву, С.И. Хахалину за помощь при проведении эксперимента и П.Л. Соколовой за подготовку работы к публикации.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 94-02-04792), а также совместным грантом (№ J4X100) Международного научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и правительства России.

Список литературы

- [1] Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Егоров А.И., Иванов С.Н., Коломенский Э.А., Ласакова М.С., Лобашев В.М., Пурожкова А.Н., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Шульгина Е.В. Основные результаты научных исследований ЛИЯФ 1990-1991. С.-Петербург, 1992. С. 4-6.
- [2] Smith K.F., Crampin N., Pendlebury J.M., Richardson D.J., Shiers D., Green K., Kilvington A.I., Moir J., Prosper H.B., Thomson D., Ramsey N.F., Heckel B.R., Lamoreaux S.K., Ageron P., Mampe W., Steyerl A. // Phys. Lett. 1990. V. B234. P. 191-196.
- [3] Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G. // Preprint LNPI-1644. Leningrad, 1990. P. 36. J. Phys. G. 1992. V. 8. P. 1133-1148.
- [4] Хирш П., Хови А., Николсон Э., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М.: Мир, 1968.
- [5] Alekseev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G., Leushkin E.K., Rumiantsev V.L., Symbaev O.I., Voronin V.V. // Nucl. Instrum. and Meth. 1989. V. A284, P. 181-183; ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6 (12). С. 1921-1926.
- [6] Werner S.A., Colella R., Overhauser A.W., Eagen S.F. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1053-1055.
- [7] Rauch H., Seilinger A., Badurek G., Wilfing A., Bauspiess W., Bonse V. // Phys. Lett. 1975. V. A54. P. 425-427.
- [8] Алексеев В.Л., Курбаков А.И., Трунов В.А. Препринт ЛИЯФ-1345. Л., 1987. 20 с.

Поступило в Редакцию
28 июля 1995 г.