

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б.П. КОНСТАНТИНОВА

(на правах рукописи)

УДК 539.125.5

ВОРОНИН  
Владимир Владимирович

ДИФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ И ДРУГИЕ НЕЙТРОНООПТИЧЕСКИЕ  
ЭФФЕКТЫ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ И ИХ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ  
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2006

Работа выполнена в Петербургском институте ядерной физики  
им. Б.П. Константинова РАН.

Научный консультант –  
доктор физико-математических наук,  
профессор В.В. Федоров.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор В.Г. Барышевский,

доктор физико-математических наук Ф.С. Джепаров,

доктор физико-математических наук,  
профессор А.П. Потылицин.

Ведущая организация – Санкт-Петербургский государственный  
политехнический университет.

Защита состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2006 г. в 11 часов на заседании  
диссертационного совета Д002.115.01 в Петербургском институте ядерной  
физики им. Б.П. Константинова РАН по адресу: 188300, г. Гатчина Ленин-  
градской области, Орлова роща.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПИЯФ РАН.

Автореферат разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2006 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета И.А. Митропольский

**Актуальность проблемы.** Работа посвящена исследованию новых физических эффектов, связанных со взаимодействием нейтрона с нецентросимметричным кристаллом. Интерес к данной деятельности связан с тем, что отсутствие центра симметрии у монокристалла может приводить к целому классу новых дифракционных и нейтронооптических эффектов. В частности, даже для случая прозрачного немагнитного кристалла, возникает зависимость полного потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом от направления спина нейтрона. Особенно интересным является то, что нейтрон в нецентросимметричном кристалле может оказываться в эффективном электрическом поле огромной величины (вплоть до  $10^9$  В/см), что на 4-5 порядков превосходит поля, достижимые в лабораторных условиях. Естественно, возникает очень привлекательная идея использовать такое поле для поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона.

Проблема существования ЭДМ нейтрона тесно связана с фундаментальными проблемами нарушения временной (относительно преобразования обращения времени  $T$ ) и, в силу сохранения СРТ, CP-симметрии (C — операция зарядового сопряжения, P — операция инверсии координат).

Природа нарушения комбинированной четности (CP-четности) остается загадкой со времени его обнаружения в распадах нейтральных K-мезонов уже более 30 лет. И до недавнего времени это был единственный известный случай CP-нарушения и также нарушения симметрии относительно обращения времени. Летом 2004 г. две большие международные коллаборации Belle и BaBar, работающие в Японии и США, сообщили о наблюдении CP-нарушения в распадах нейтральных B-мезонов, содержащих тяжелые кварки. Косвенным свидетельством нарушения комбинированной четности является наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной, которая не находит своего объяснения в рамках Стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий.

Стоит отметить, что обнаруженное нарушение CP в распадах K- и B-мезонов, в принципе, объясняется и в рамках Стандартной модели. Соответствующая величина ЭДМ нейтрона получается на уровне  $\sim 10^{-33}$  е·см, что находится далеко за пределами современных экспериментальных возможностей измерения.

Однако в моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселенной, ЭДМ нейтрона оказывается на уровне  $\sim 10^{-26} - 10^{-28}$  е·см, его обнаружение было бы прямым свидетельством в пользу объединяющих различные взаимодействия моделей, таких, как суперсимметричные и модели Великого объединения.

Поэтому поиск ЭДМ элементарных частиц является важной задачей современной физики.

Последние 30 лет наиболее точным методом измерения ЭДМ является развиваемый в ПИЯФ (Гатчина, Россия) и в ILL (Гренобль, Франция) магниторезонансный метод, использующий ультрахолодные нейтроны (УХН-метод), которые можно накапливать и хранить в полости.

Однако за последние 15 лет точность к ЭДМ нейтрона в данном эксперименте была улучшена всего в 1,5 раза, причем это было достигнуто исключительно за счет увеличения времени накопления статистики.

Таким образом, развитие новых методов поиска ЭДМ нейтрона является насущной и важной задачей. Даже если чувствительность нового метода будет сравнима с методом УХН (а не выше ее), это все равно крайне необходимо, т.к. другой метод будет иметь другие систематические (ложные) эффекты и может служить контрольным опытом в случае обнаружения ненулевого ЭДМ у нейтрона.

**Основная цель работы.** Целями данной работы были проведение всестороннего исследования взаимодействия нейтрона с нецентросимметричным кристаллом и использование результатов этих исследований для изучения симметрий фундаментальных взаимодействий, например, для поиска ЭДМ нейтрона.

**Научная новизна.** Полученные результаты отличаются несомненной новизной и оригинальностью. Большинство экспериментальных результатов получено впервые.

В частности, впервые обнаружен и исследован эффект деполяризации в нецентросимметричном непоглощающем кристалле при дифракции по Лауэ. Показано, что данный эффект чувствителен к ЭДМ нейтрона. Измерена величина электрического поля действующего на нейтрон в кристалле. Проведено изучение возможной схемы эксперимента по поиску ЭДМ с использованием данного эффекта. Впервые проведено прямое измерение времени задержки нейтрона в кристалле при углах дифракции близких к  $\pi/2$  (в частности, при  $\Theta_B = 87^\circ$   $\tau_L = (0,82 \pm 0,02)$  мс, что соответствует эффективной скорости распространения нейтрона через кристалл  $v_{\parallel} = (43 \pm 1)$  м/с при  $v = 810$  м/с). Надо добавить, что сама методика исследования дифракции в прямом продифрагировавшем пучке является весьма оригинальной и именно ее использование позволило проводить исследование при угле дифракции вплоть до  $88,5^\circ$ .

Проведена серия тестовых экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона с

использованием дифракции по Лауэ в кристалле кварца. Показано, что в реальной геометрии эксперимента чувствительность может быть на уровне современной точности с использованием УХН [1]. В тестовом эксперименте значение ЭДМ нейтрона составило

$$D = (3,5 \pm 1,6)10^{-23} \text{ е см}, \quad (1)$$

что в 20 раз лучше результата полученного в единственном на сегодняшний момент кристалл-дифракционном эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона [2].

Впервые обнаружен новый эффект, заключающийся в том, что при дифракции по Лауэ поляризация продифрагировавшего пучка нейтронов чрезвычайно чувствительна к малейшей деформации кристалла, вызванной, например, градиентом температуры по кристаллу.

Впервые исследованы эффекты вращения спина нейтрона в нецентросимметричном кристалле за счет швингеровского взаимодействия при прохождении через кристалл и при отражении от деформированного кристалла.

Предложена новая оригинальная схема эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона, основанная на эффекте вращения спина за счет ЭДМ при прохождении через нецентросимметричный кристалл. Показана ее низкая чувствительность к возможным систематическим эффектам, которые могут симулировать ЭДМ нейтрона.

**Научно-практическая ценность.** Основная научно-практическая ценность данной работы заключается в формировании нового направления по изучению симметрий фундаментальных взаимодействий нейтрона с веществом, основанного на использовании нецентросимметричного кристалла. Показано, что использование внутрикристаллических полей в ЭДМ-эксперименте имеет серьезные перспективы для достижения современной точности и даже превышения ее как минимум на порядок. Кроме этого, аналогичная методика эксперимента может быть применена для исследования Т-нечетного взаимодействия  $\sim (\sigma \cdot q)$  вблизи Р-волнового резонанса (например для  $^{139}\text{La}$ ).

Таким образом, результаты данного исследования открывают новые перспективы как в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона, так и в экспериментах по исследованию Т нечетной части взаимодействия нейтрона с веществом.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Проведено исследование динамической дифракции нейтронов по Лауэ в нецентросимметричном кристалле при углах дифракции, близких

к  $90^0$ . Наблюдена динамическая дифракция в прямом продифрагировавшем пучке.

Впервые обнаружены и изучены новые явления, подтверждающие предсказанную ранее возможность усиления эффекта от ЭДМ нейтрона при переходе к углам дифракции близким к  $90^0$ .

2. Впервые исследован эффект существенной временной задержки нейтрона в кристалле при углах дифракции близких к  $90^0$ . Показано, что время пребывания нейтрона в кристалле определяется не полной скоростью нейтронов  $v$ , а ее составляющей, направленной вдоль кристаллографических плоскостей  $v_{\parallel}$ , которое может быть увеличено более чем на порядок при приближении угла Брэгга к  $90^0$  (в частности, при  $\Theta_B = 87^0$   $\tau_L = (0,82 \pm 0,02)$  мс, что соответствует  $v_{\parallel} = (43 \pm 1)$  м/с при  $v = 810$  м/с).
3. Впервые обнаружено и исследовано явление деполяризации нейтронного пучка при дифракции в нецентросимметричном кристалле за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с сильным внутрикристаллическим электрическим полем. Из величины деполяризации непосредственно следует значение электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$E_{(110)} = (2,20 \pm 0,07(0.20))10^8 \text{ В/см.} \quad (2)$$

Получено экспериментальное подтверждение, что это поле сохраняет свою величину вплоть до угла Брэгга равного  $87^0$ .

4. Экспериментально продемонстрировано, что при дифракции по Лауэ величина  $E_T$ , определяющая чувствительность метода к ЭДМ нейтрона, достигает значения  $E_T \simeq 0,2 \cdot 10^6$  В·с/см, что сопоставимо с соответствующей величиной для метода УХН  $E_T \simeq 0,6 \cdot 10^6$  В·с/см [1] и существенно превосходит ее для известного дифракционного эксперимента Шала и Натанса по поиску ЭДМ нейтрона [2].
5. Подробно изучен эффект оптического вращения спина при прохождении через нецентросимметричный кристалл кварца за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем кристалла. Для кристалла  $\alpha$ -кварца величина поворота спина имеет порядок  $\pm(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$  рад/см, что соответствует значению электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, равному  $\pm(0,5 \div 1) \cdot 10^5$  В/см.

Обнаруженный эффект вращения спина свидетельствует о наличии и других дифракционных поправок, которые приводят к ориентационной и энергетической зависимости коэффициента преломления нейтрона в кристалле.

6. На пучке холодных нейтронов реактора ИЛЛ (Гренобль, Франция) проведена серия тестовых экспериментов по изучению чувствительности кристалл-дифракционного метода к ЭДМ нейтрона. Получено экспериментальное подтверждение, что при использовании кристалла кварца разумного размера ( $\sim 3,5 \times 12 \times 25 \text{ см}^3$ ) можно достичь чувствительности  $\sim 3 \cdot 10^{-25}$  е·см за сутки измерений.

Измеренное в тестовом эксперименте значение ЭДМ нейтрона составило

$$D = (3,5 \pm 1,6)10^{-23} \text{ е см}, \quad (3)$$

что в 20 раз лучше результата, полученного в единственном на сегодняшний момент кристалл-дифракционном эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона [2].

7. Обнаружен новый эффект, заключающийся в чрезвычайно высокой чувствительности поляризации продифрагировавшего по Лауэ пучка нейтронов к малейшей деформации кристалла. Данный эффект возникает за счет разной заселенности двух веток дисперсионной поверхности при наличии деформации. Показано, что данный эффект можно использовать для регулировки величины и знака эффективного электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле.
8. Обнаружен эффект вращения спина нейтрона при брэгговском отражении от деформированного нецентросимметричного кристалла. Эффект возникает за счет Швингеровского взаимодействия при отражении нейтрона от деформированной области кристалла вблизи его задней грани и определяется двойной толщиной кристалла. Угол поворота спина нейтрона зависит от величины деформации кристалла в этой области.
9. Предложен и детально проанализирован проект эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона, основанный на эффекте вращения спина при прохождении через кристалл вблизи брэгговского отражения. Показано, что уже для существующих кристаллов кварца чувствительность может достичь  $\sim 3 \cdot 10^{-27}$  е·см за 100 суток измерений.

10. Проведены расчеты некоторых нецентросимметричных кристаллов. Показано, что их использование в данном эксперименте может улучшить чувствительность еще примерно на порядок, по сравнению с кристаллом кварца, например для кристаллов PbO или  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ .

**Апробация работы.** Результаты, описанные в данной работе, были представлены на многочисленных международных конференциях (International Conference on Particles and Nuclei - 1996; UCN Workshop - 2001, 2003, 2005; Polarized Neutrons for Condensed Matter Investigation - 2000, 2002; International Conference on Neutron Scattering - 2002, 2005; Int. Conf. on Precision Measurements with Slow Neutrons - 2004; International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei - 2001, 2002, 2004, 2005; International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics - 2002 и др.), неоднократно докладывались на Зимних школах ПИЯФ (1996, 2001–2005гг.), а также на семинарах ILL (Гренобль, Франция), ПИЯФ (Гатчина, Россия) и физического факультета СПбГУ (СПб, Россия).

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, девяти глав, заключения, приложения и списка литературы (180 страниц, 56 рисунков).

**Во введении** сделан краткий обзор состояния научных исследований в данной области на момент начала работы. Изложена мотивация данных исследований и описано современное положение дел в экспериментах по поиску ЭДМ нейтрона.

Основной текст работы разбит на три части.

**Первая часть** (главы 2–5) посвящена изучению дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. Приведен обзор особенностей динамической дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. Показан механизм возникновения электрического поля, воздействующего на дифрагирующий нейтрон в таких кристаллах.

Показано, что при отсутствии центра симметрии в кристалле могут существовать такие системы плоскостей, для которых "ядерные" плоскости, оставаясь параллельными "электрическим", будут смещены относительно последних (Рис. 1), так что в кристалле появляется дополнительное выделенное направление, которое можно задать вектором, параллельным вектору обратной решетки  $\mathbf{g}$  и направленным, например, от ядерных плоскостей к электрическим. При этом величина электрического поля, воздей-



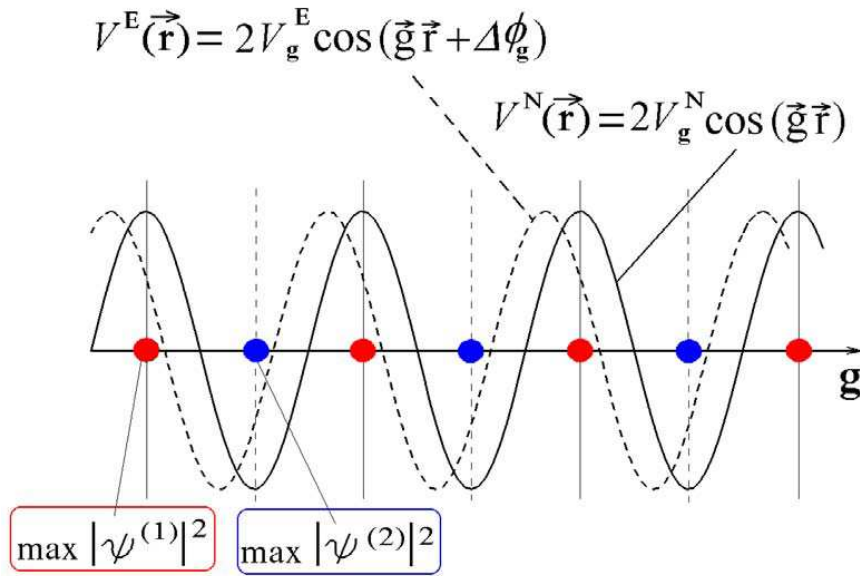


Рис. 1: Ядерный и электрический потенциалы одной из систем кристаллографических плоскостей, характеризующейся вектором  $\mathbf{g}$ . Нейтроны сконцентрированы на ядерных плоскостях (максимумы ядерного потенциала) либо между ними (минимумы потенциала)

ствующего на нейтрон в кристалле в состояниях  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$ , равна

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv \mathbf{E}_g = 2v_g^E \mathbf{g} \sin(\Delta\phi_g), \quad (4)$$

где  $v_g^E$  – амплитуда электрического потенциала кристалла,  $\Delta\phi_g$  – сдвиг фазы между электрическим и ядерным потенциалами кристалла для данной системы кристаллографических плоскостей, см. Рис. 1.

Величины  $v_g^E$  в зависимости от вещества кристалла и системы кристаллографических плоскостей лежат в широких пределах от долей до десятков вольт [3]. Для кристалла кварца, например, они порядка  $1 \div 2$  В. Для сравнения заметим, что энергии ядерного взаимодействия нейтрона  $v_g^N$  составляют несколько единиц на  $10^{-7}$  эВ. Таким образом, в области максимумов (и минимумов) ядерного потенциала в нецентросимметричном кристалле действуют сильные электрические поля величиной

$10^8 - 10^9$  В/см ( $g \simeq 10^8$  см<sup>-1</sup>).

Наличие этого поля приводит к возникновению ряда интересных эффектов. В частности, в непоглощающем кристалле возникает так называемый эффект деполяризации пучка продифрагировавших нейтронов за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с электрическим полем.

Суть эффекта поясняется на Рис. 2. Если спин налетающего нейтрона направить вдоль оси, перпендикулярной швингеровскому магнитному полю

$$\mathbf{H}_g^S = \frac{\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}}{c}, \quad (5)$$

то спин нейтрона для двух состояний,  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$ , внутри кристалла будет вращаться за счет швингеровского взаимодействия в противоположные стороны на угол  $\Delta\phi_0^S$ , что, после усреднения по маятниковым осцилляциям, приведет к уменьшению поляризации продифрагировавшего пучка

$$P_f = P_0 \cos \Delta\phi_0^S. \quad (6)$$

В частности, при толщине кристалла

$$L_0 = \frac{\pi m_p c^2}{g_n e E_g}, \quad (7)$$

соответствующей повороту спина на угол  $\pi/2$ , пучок нейтронов, прошедший через кристалл, станет полностью неполяризованным. Для системы плоскостей (110) кварца  $L_0 = 3,6$  см. Если поляризацию падающего на кристалл пучка нейтронов изменить на угол  $\pi/2$ , т.е. направить перпендикулярно плоскости падения, то в этом случае поляризация прошедшего пучка не изменится, поскольку магнитный момент нейтрона будет направлен либо по швингеровскому магнитному полю, либо против него, и вращения спина не будет. Таким образом, измеряя изменение поляризации прошедших через кристалл в условиях дифракции пучков при повороте спина падающего пучка на  $\pi/2$ , можно определить электрическое поле, действующее на нейтрон. Этот эффект может быть использован для измерения электрического поля, воздействующего на дифрагирующий нейтрон.

Далее в данной части показано, что эффект деполяризации чувствителен к электрическому дипольному моменту нейтрона и проведен анализ простейшей экспериментальной схемы измерения ЭДМ нейтрона с использованием данного эффекта. Показана существенная зависимость эффекта, обусловленного ЭДМ нейтрона, от угла Брэгга. Это связано с

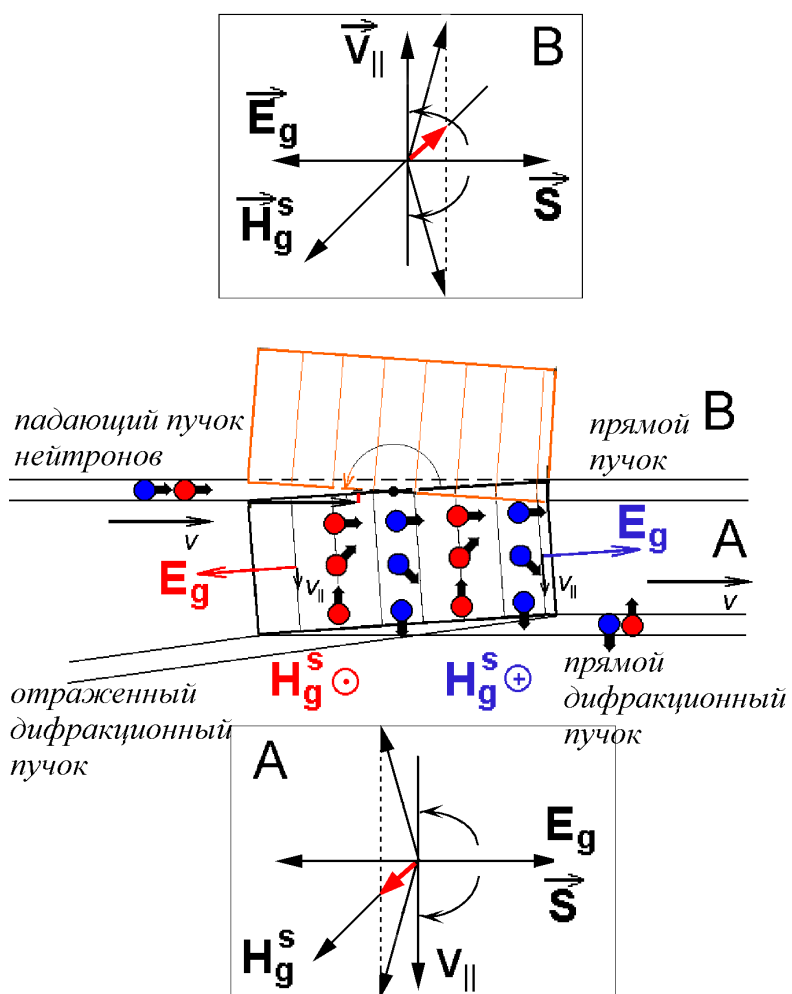


Рис. 2: Поведение спина нейтрона для двух блоховских волн,  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$

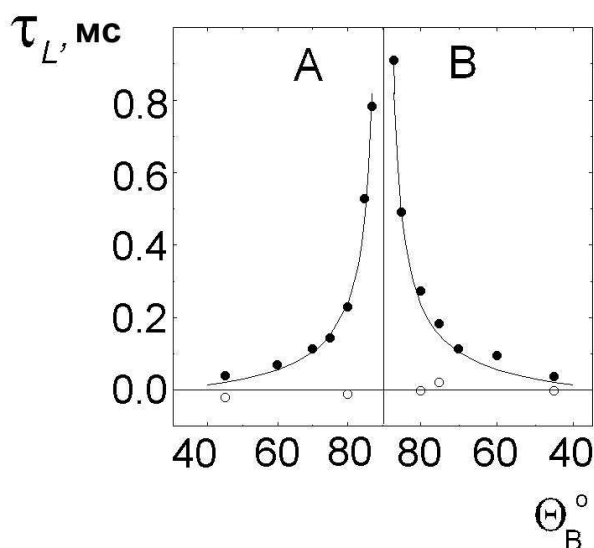


Рис. 3: Зависимость времени пролета нейтронов, протидифрагировавших в направлении прямого пучка, от угла Брэгга

тем, что эффект от ЭДМ пропорционален не полной скорости нейтрона  $v$ , а ее компоненте, направленной вдоль кристаллографических плоскостей  $v_{\parallel} = v \cos(\Theta_B) \approx v(\pi/2 - \Theta_B)$  при  $\Theta_B$  близких  $\pi/2$ .

Проведено экспериментальное исследование данного эффекта с помощью время - пролетной методики. Показано, что время пребывания в кристалле, а значит, чувствительность к ЭДМ нейтрона может быть увеличена более чем на порядок, по сравнению с обычными ( $\sim 45^\circ$ ) углами дифракции, что позволяет увеличить чувствительность к ЭДМ более чем на порядок величины при углах дифракции близких к  $90^\circ$ , в то время как эффект от швингеровского взаимодействия, который является основным мешающим фактором при проведении эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона, не зависит от угла Брэгга. В частности, показано, что при угле Брэгга  $\Theta_B = 87^\circ$  время пребывания нейтрона в кристалле  $\tau_L$  составляло  $(0,90 \pm 0,02)$  мс, что соответствует  $v_{\parallel} = (39 \pm 1)$  м/с при  $v = 808$  м/с, см. Рис. 3.

Проведено экспериментальное изучение эффекта деполяризации на плоскости (110) кристалла кварца. Используя данный эффект, удалось изме-

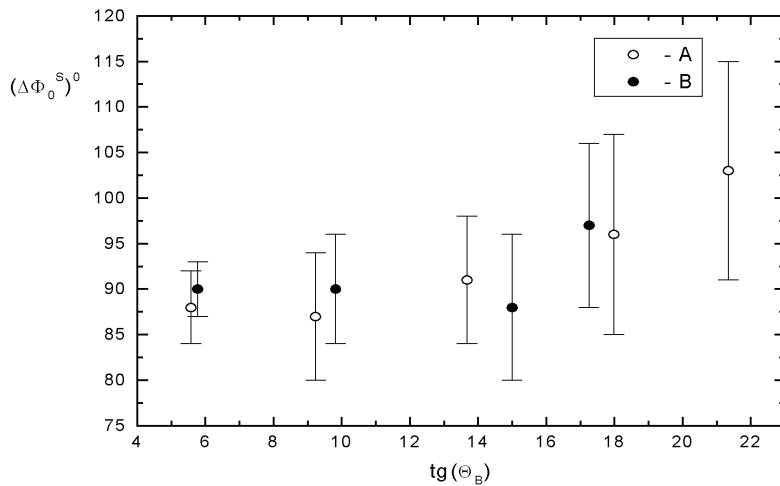


Рис. 4: Зависимость угла поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия  $\Delta\phi_0^S$  от тангенса угла Брэгга

речь величину электрического поля  $E_g$ , действующего на дифрагирующий нейтрон вплоть до угла дифракции равного  $87^\circ$ . Как и ожидалось, величина угла поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия  $\Delta\phi_0^S$  и, соответственно, величина поля не зависят от угла Брэгга, см. Рис. 4. Измеренное значение поля составило:

$$E_{(110)} = (2, 24 \pm 0, 05(0, 20))10^8 \text{ В/см}, \quad (8)$$

в скобках указана систематическая погрешность, обусловленная неопределенностью вклада фоновых отражений в прямой продифрагировавший пучок.

Приведенное значение электрического поля согласуется в пределах погрешности с величиной, измеренной по сдвигу фазы маятниковой картины при перевороте спина налетающего нейтрона при угле Брэгга  $\theta_B \simeq 25^\circ$  [4], что является подтверждением того, что, по крайней мере, до  $\theta_B = 87^\circ$ , т.е. при  $1/(\pi/2 - \theta_B) \simeq 20$ , электрическое поле остается неизменным, и уже при таком угле дифракции чувствительность метода к ЭДМ нейтрона возрастает приблизительно в двадцать раз (по сравнению с  $\theta_B = 45^\circ$ ).

Экспериментально показано, что значение  $E_T$ , определяющее чувствительность метода к ЭДМ нейтрона, в нашем случае может быть

$\sim 2 \cdot 10^5$  В·с/см, что сравнимо с соответствующей величиной для УХН метода ( $\sim 6 \cdot 10^5$  В·с/см) [1] и существенно превосходит величину, полученную в хорошо известном дифракционном эксперименте Шалла и Натанса ( $\sim 0,2 \cdot 10^3$  В·с/см) [2]. Можно отметить, что в магниторезонансном методе, использующем холодные нейтроны [5], величина  $E\tau$  составляла  $\sim 1,2 \cdot 10^3$  В·с/см.

Кроме этого, в данной части была исследована возможность поиска ЭДМ нейтрона с использованием дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. Была проведена серия тестовых экспериментов на реакторе ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина, Россия) и на пучке холодных нейтронов высокопоточного исследовательского реактора ИЛЛ (Гренобль, Франция). В условиях реального эксперимента было показано, что статистическая чувствительность данного метода к ЭДМ нейтрона может быть доведена до  $3 \cdot 10^{-25}$  е·см в сутки для пучка холодных нейтронов PF1b реактора ИЛЛ и кристалла кварца размерами  $3,5 \times 14 \times 25$  см<sup>3</sup>. Экспериментальная зависимость чувствительности метода от угла дифракции показана на Рис. 5. Конечно, данная зависимость в некоторой степени определяется реальной геометрией эксперимента (размеры щелей, угловая коллимация пучка и т.д.), но, тем не менее, видно, что чувствительность не очень сильно меняется в диапазоне  $\theta_B \approx (82 - 86)^\circ$  и быстро спадает при больших углах дифракции, т.е. использовать углы больше  $86^\circ$  нецелесообразно.

Подробное изучение возможной систематики данного метода показало наличие чрезвычайно высокой чувствительности поляризации продифрагировавшего пучка к деформации рабочего кристалла. Данный эффект возникает за счет разной заселенности двух волн,  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$ , при наличии деформации.

Поведение нейтрона в деформированном кристалле можно описать в терминах так называемых "сил Като"[6], которые определяются степенью деформации кристалла. Например, в случае постоянного градиента межплоскостного расстояния траектории нейтронов в кристалле описываются уравнением [7]<sup>1</sup>

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c^2}{m_0} \pi g \xi, \quad (9)$$

где  $c \equiv \tan \theta_B$ ,  $m_0 \equiv 2dF_g/V_c$  – так называемая "масса Като" ( $F_g$  – нейтронный структурный фактор отражения,  $V_c$  – объем кристаллической

<sup>1</sup>Здесь мы рассматриваем случай малых деформаций, т.е. когда искажение много меньше, чем брэгговская ширина отражения.

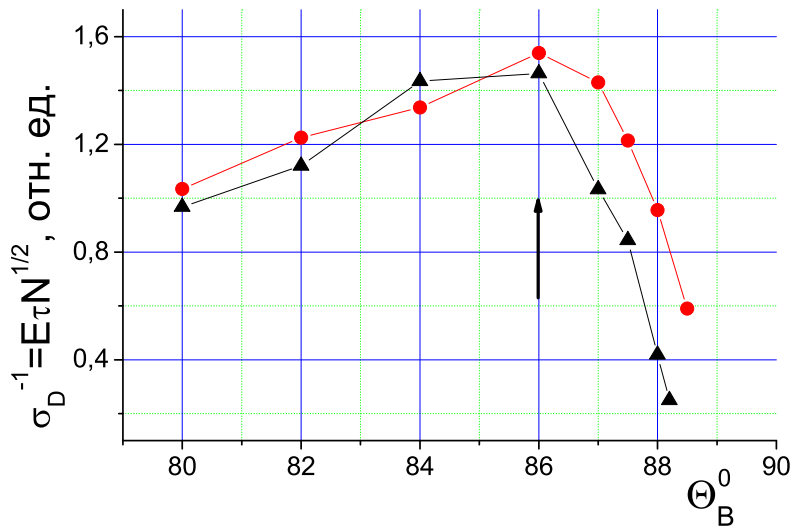


Рис. 5: Экспериментальная зависимость чувствительности Лауэ-дифракционного метода к ЭДМ нейтрона от угла дифракции

ячейки,  $d$  – межплоскостное расстояние),  $g = 2\pi/d$  – вектор обратной решетки,  $\xi$  – величина деформации кристалла ( $d = d_0(1 + \xi z)$ ), знак "±" в (9) соответствует двум разным блоховским волнам возбуждаемым в кристалле.

Нетрудно видеть, что правая часть уравнения (9) пропорциональна квадрату  $\tan \theta_B$ . В рассматриваемом случае  $\tan \theta_B$  может достигать значения 10–30 ( $\theta_B \sim (84 - 87)^\circ$ ), и, таким образом, влияние малых деформаций на траекторию нейтрона может быть усилено на 2 - 3 порядка величины, по сравнению с обычными углами дифракции ( $\theta_B \sim 45^\circ$ ).

С одной стороны, данный эффект дает нам в руки реальные рычаги для управления величиной и знаком электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон, что может существенно расширить класс эффектов, чувствительных к ЭДМ нейтрона.

С другой стороны, в данной конкретной схеме измерений этот эффект может быть серьезным источником возможной систематической ошибки эксперимента, и требуется более детальное его исследование. Оценки показывают, что для достижения чувствительности к ЭДМ нейтрона на уровне  $10^{-26}$  е.см необходимо контролировать температуру кристалла на уровне

$\sim 0,01^{\circ}\text{C}$  и иметь остаточное магнитное поле на кристалле  $\sim 10^{-4}$  Гс, что не кажется очень сложной задачей. Однако при этом необходимо найти способ корректного контроля за величиной остаточных эффектов от швингеровского взаимодействия.

Тем не менее, уже эти проведенные тестовые эксперименты позволили дать оценку на ЭДМ нейтрона:

$$D_n = (3.5 \pm 1.6)10^{-23} \text{ е см}, \quad (10)$$

что уже в 20 раз лучше, чем результат, полученный в единственном на сегодняшний момент кристалл-дифракционном эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона [2].

**Во второй части** (главы 6–8) рассматриваются спиновые нейтроно-оптические эффекты при прохождении нейтрона через нецентросимметричный кристалл, т.е. при прохождении нейтрона через кристалл с отклонением от точного условия Брэгга. Наличие кристаллической структуры приводит к зависимости потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом, т.е. показателя преломления, от направления и энергии падающего нейтрона. В случае же нецентросимметричного кристалла, кроме этого, показатель преломления начинает зависеть и от направления спина нейтрона, что приводит к целому классу новых нейтронооптических явлений. Другими словами, в такой постановке эксперимента в кристалле возбуждается только одна ветвь дисперсионной поверхности, и электрическое поле, действующее на проходящий нейтрон, оказывается определенного знака, что, в частности, должно приводить к эффектам вращения спина за счет швингеровского взаимодействия или ЭДМ нейтрона.

Действительно, для энергии нейтрона в кристалле по теории возмущений будем иметь

$$\tilde{E}_k = E_k + V_0 + \sum_g \frac{|V_g|^2}{E_k - E_{k_g}}, \quad (11)$$

$V_0$  — нулевая гармоника или средний потенциал кристалла, он состоит только из ядерной части. Последнее слагаемое в (11) обусловлено как раз наличием кристаллической структуры. Здесь  $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$ ,  $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$ ,  $E_{k_g} = \hbar^2 k_g^2 / 2m$ ,  $V_g = \hbar^2 U_g / 2m$ ,  $\Delta_g = (k_g^2 - k^2) / 2$  — параметр отклонения от условия Брэгга для системы плоскостей  $\mathbf{g}$ . Разница  $(E_k - E_{k_g}) / 2 = \Delta_g^\epsilon = \hbar^2 \Delta_g / 2m$  — есть не что иное, как отклонение от условия Брэгга, выраженное в энергетических единицах.

В частности, для непоглощающего нецентросимметричного кристалла



будем иметь

$$\tilde{E}_k = E - V_0 - \sum_g \frac{(v_g^N)^2}{E_k - E_{k_g}} - \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (12)$$

где

$$\mathbf{E}_{sum} = \sum_g \frac{2v_g^N}{E_k - E_{k_g}} v_g^E \sin(\Delta\phi_g) \mathbf{g} \quad (13)$$

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. Наличие электрического поля приводит к вращению спина нейтрона вокруг направления  $\mathbf{H}_{sum} = [\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]/c$  на угол

$$\Delta\varphi_S = 2 \frac{L}{\hbar v} \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (14)$$

где  $L$  — толщина кристалла. Пример расчета величины  $\Delta\varphi_S$  для кристалла кварца показан на Рис. 6.

Были проведены измерения спектральной зависимости угла поворота спина нейтрона при положениях кристалла, соответствующих  $\beta = 90^\circ$  (Рис. 7) и  $\beta = 30^\circ$  (Рис. 8) ( $\beta$  — угол между направлением нейтрона и кристаллографической осью  $[110]$  кристалла кварца).

Эта зависимость имеет ярко выраженный резонансный характер. Эффект обращается в нуль вблизи значений длин волн, соответствующих брэгговским резонансам (которые отмечены пунктирными линиями для плоскостей с ненулевым электрическим полем), и меняет знак при пересечении резонансного значения (что соответствует изменению знака  $\Delta\epsilon_g$ ). Сплошные кривые на Рис. 7 и Рис. 8 есть расчетные зависимости, полученные усреднением зависимости (14) по длинам волн нейтронов в пределах, которые определяются степенью монохроматичности пучка (энергетическим разрешением эксперимента). Ею же определяется максимальная величина эффекта.

Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими зависимостями. Справа на оси ординат отложена соответствующая величина электрического поля  $\mathbf{E}_{sum}$ . Случай, изображенный на Рис. 7, соответствует ситуации, когда все плоскости, дающие вклад в  $\mathbf{E}_{sum}$ , пересекаются практически в одной точке, при этом вклады от отдельных плоскостей складываются, что несколько увеличивает суммарный эффект

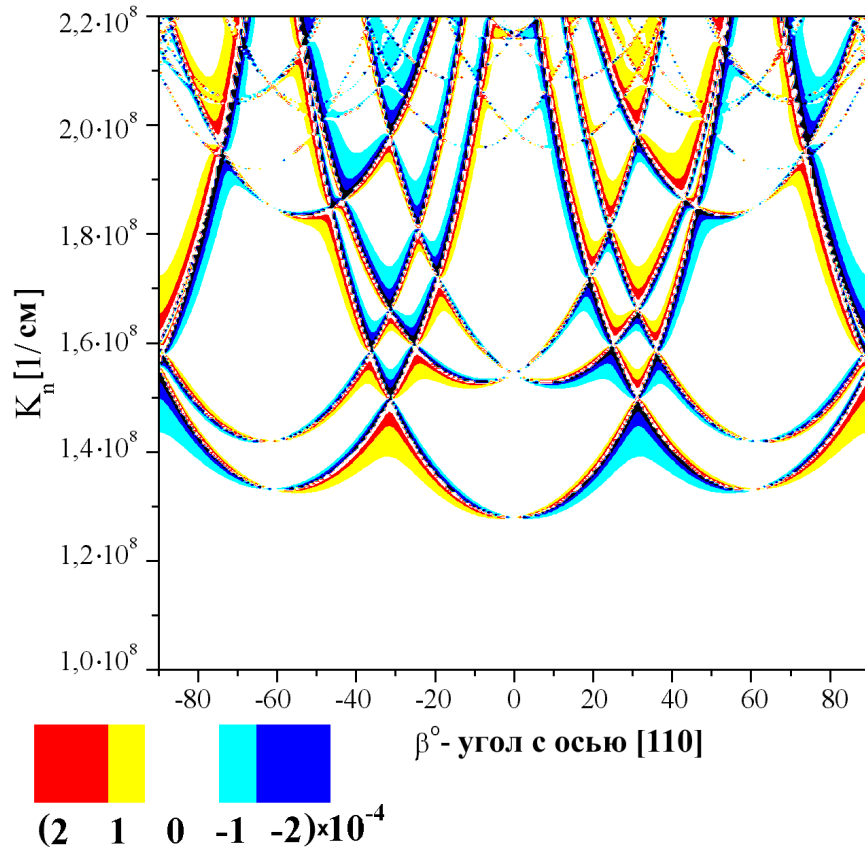


Рис. 6: Зависимость угла поворота спина нейтрона  $\Delta\varphi_S$  (14) в кристалле кварца от направления и величины волнового вектора нейтрона

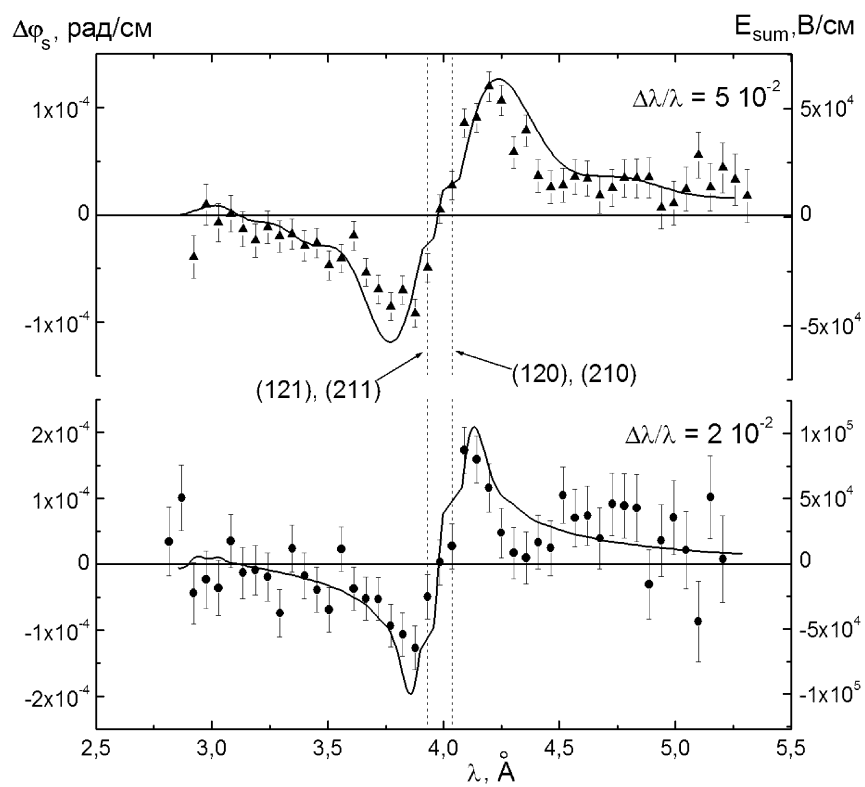


Рис. 7: Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при  $\beta = 90^\circ$

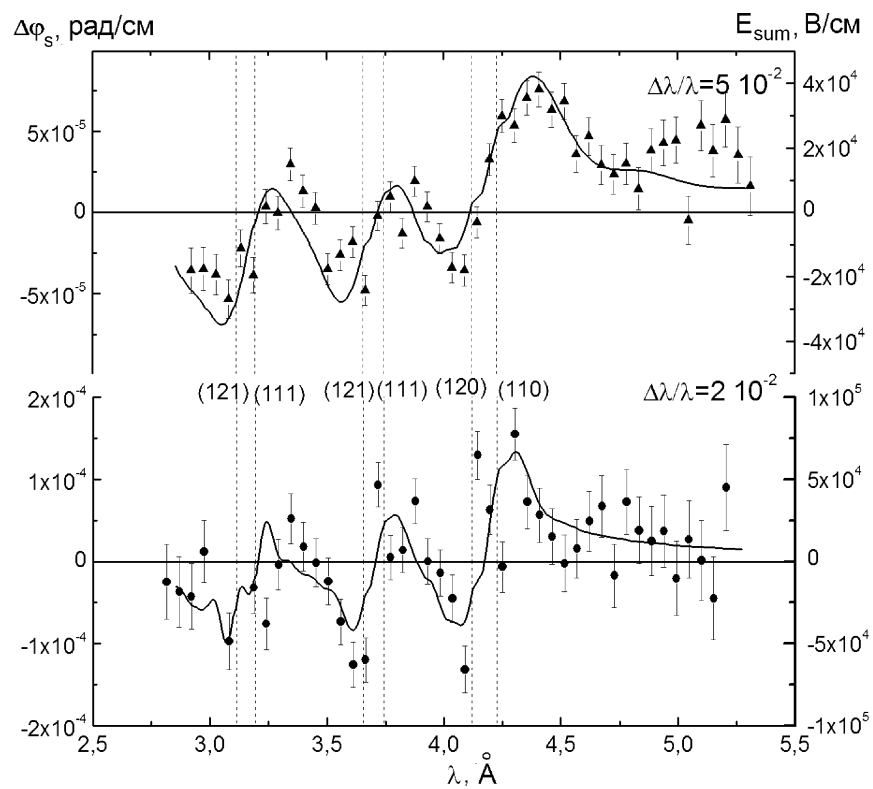


Рис. 8: Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при  $\beta = 30^\circ$

и облегчает его обнаружение. На Рис. 8 изображен случай более или менее произвольного выбора ориентации кристалла. Нетрудно видеть, что во всем изучаемом диапазоне длин волн присутствует эффект на уровне  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  рад/см.

Это явление можно использовать для измерения электрических полей нецентросимметричных кристаллов. Возникает своего рода новая спиновая нейтронография кристаллографических плоскостей, для которых существует ненулевое электрическое поле. Заметим, что нейтронооптические эксперименты имеют очень высокую светосилу, поскольку интенсивность проходящего пучка нейтронов на много порядков выше интенсивности продифрагировавших пучков.

Однако максимальные эффекты должны наблюдаться при небольших отклонениях (1–3 брэгговских ширин) от точного условия Брэгга. Для исследования данного эффекта вблизи брэгговского отражения необходимо иметь очень высокое энергетическое разрешение ( $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$ ).

Была предложена следующая идея: Использовать малое контролируемое изменение межплоскостного расстояния кристалла  $\Delta d$  для регулирования величины параметра отклонения от брэгговского условия. Изменение межплоскостного расстояния можно осуществлять путем изменения температуры кристалла.

Эта ситуация проиллюстрирована на Рис. 9. Пучок нейтронов, отраженный тонким кристаллом, не попадает в условие Брэгга к основному кристаллу и проходит через него дважды с параметром отклонения, пропорциональным разнице межплоскостных расстояний, которая регулируется разницей температур двух кристаллов.

Для проверки этой идеи сначала был реализован эксперимент на одном кристалле. Мы нагревали или охлаждали заднюю грань длинного монокристалла кварца Рис. 10. При этом должны были появиться нейтроны, отраженные от задней грани кристалла, и эти нейтроны дважды прошли весь остальной кристалл с небольшим отклонением от точного условия Брэгга.

Этот эксперимент проводился на кристалле кварца с  $L_c = 14$  см и при угле Брэгга  $\approx 86^\circ$ .

Зависимость угла поворота вокруг швингеровского поля  $\mathbf{H}_S$  от разницы температур показана на Рис. 11. Переворот кристалла на  $180^\circ$  вокруг  $\mathbf{H}_S$  меняет знак электрического поля и, соответственно, эффекта от швингеровского взаимодействия, что и наблюдалось экспериментально, Рис. 11. На нижнем графике Рис. 11 показана разница эффекта при двух положениях кристалла, т.е. чистый эффект от вращения спина в кристал-

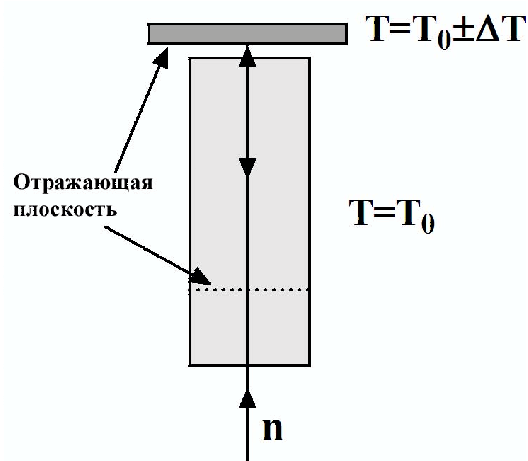


Рис. 9: Два кристалла в параллельном положении. Нейтрон, отраженный вторым кристаллом, дважды проходит через большой кристалл с параметром отклонения от точного брэгговского условия, пропорциональным разнице температур  $\Delta T$  двух кристаллов

ле кварца, там же по правой оси отложено значение электрического поля, соответствующее данному повороту спина. Видно, что его значение достигает  $\sim 1,3 \cdot 10^8$  В/см, что всего в 1,5 раза меньше, чем при точном выполнении условия Брэгга [4].

Подводя итог вышесказанному, можно добавить, что в таком электрическом поле нейтрон проводит все время пролета через кристалл и обратно, т.е. это время ограничено лишь размерами реального кристалла или длиной поглощения. Если сравнить эти условия с хорошо известным экспериментом Шалла и Натанса по поиску ЭДМ нейтрона [2], то в нашем случае время пребывания в электрическом поле и, соответственно, чувствительность к ЭДМ нейтрона может быть на 4–5 порядков выше уже для существующих кристаллов кварца.

**В третьей части** диссертации проведен анализ возможной схемы эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона с использованием нецентросимметричного кристалла как источника электрического поля. Данная схема эксперимента основана на эффекте вращения спина за счет ЭДМ при прохождении нейтрона через нецентросимметричный кристалл в направ-

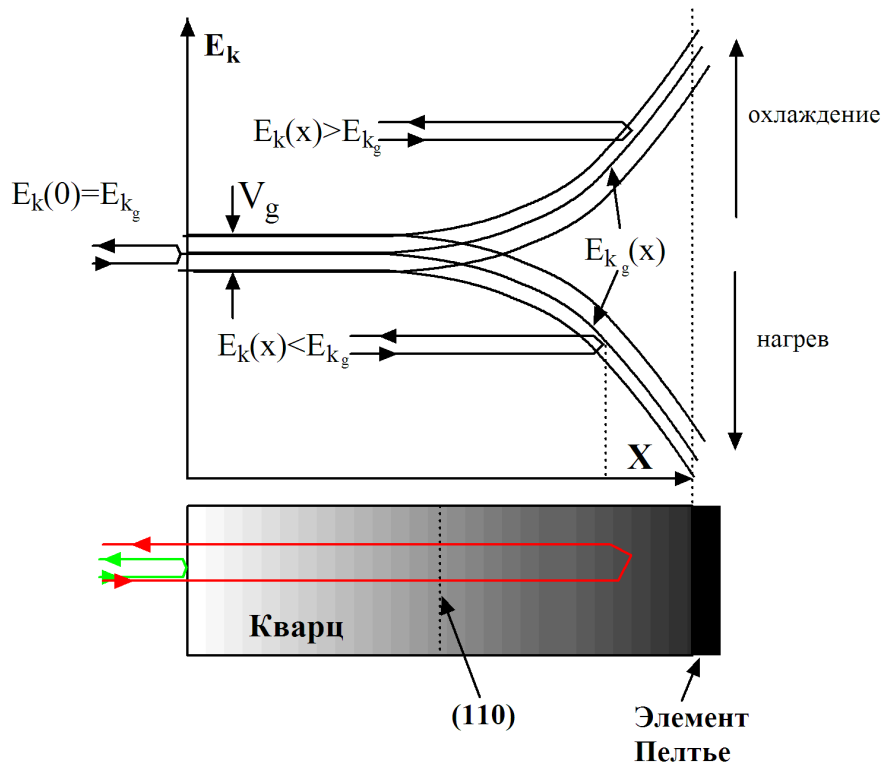


Рис. 10: Прохождение нейтрона через кристалл с деформированной задней гранью. Наличие градиента межплоскостного расстояния вдоль траектории нейтрона приводит к возникновению дополнительного отражения от области кристалла в районе его задней грани

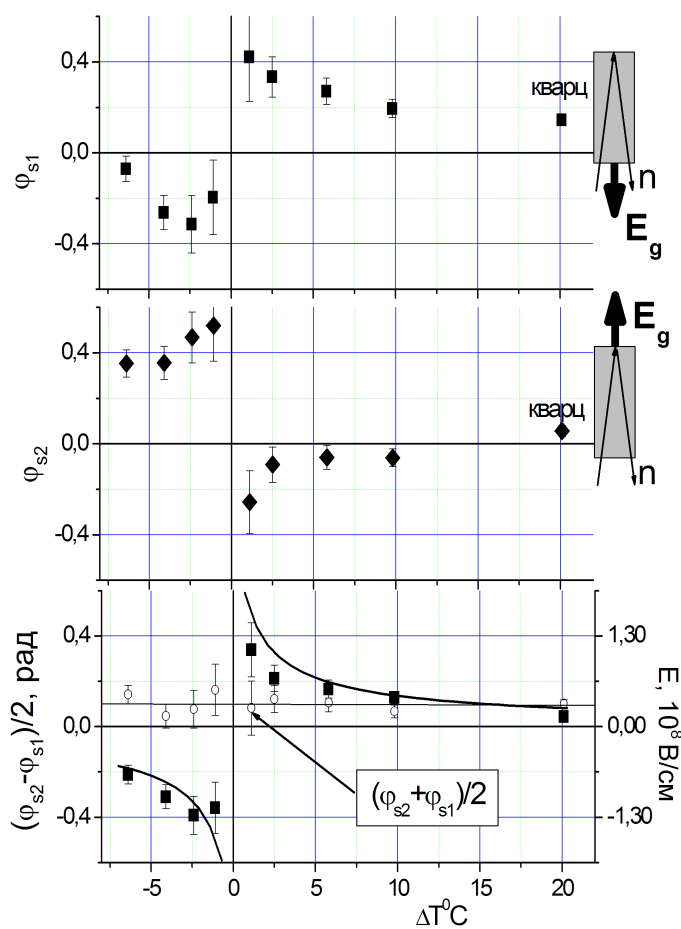


Рис. 11: Зависимость угла поворота вокруг швингеровского поля  $\mathbf{H}_S$  от разницы температур передней и задней граней кристалла. Два верхних рисунка соответствуют двум положениям кристалла, отличающимся на  $180^\circ$ . Можно видеть хорошее согласие теории (сплошная кривая на нижнем рисунке) и экспериментальных значений



лении, близком к брэгговскому для некоторой системы кристаллографических плоскостей.

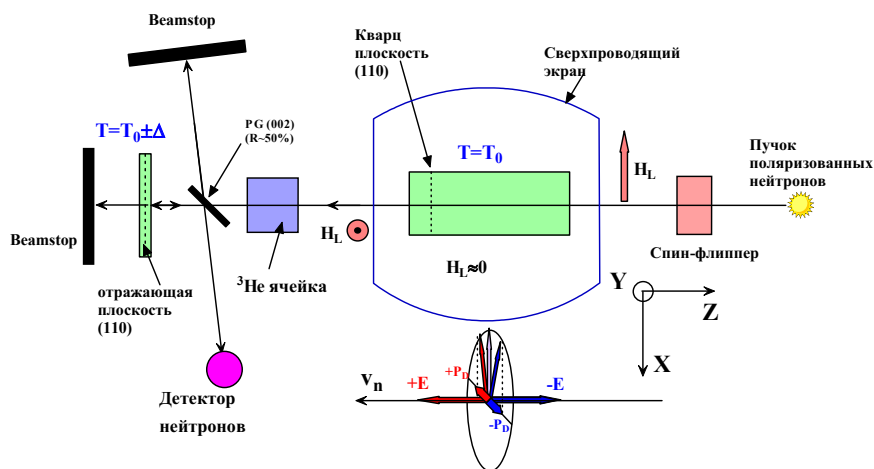


Рис. 12: Схема эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона

Принципиальная схема эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона приведена на Рис. 12.

Пучок поляризованных нейтронов, проходя через флиппер, попадает на рабочий кристалл, помещенный в сверхпроводящий экран, т.е. в область, условно говоря, нулевого магнитного поля, в котором происходит свободная прецессия спина на остаточных магнитных полях и в электрическом поле рабочего кристалла (за счет швингеровского и ЭДМ-взаимодействия).

Направление начальной поляризации пучка нейтронов и направление анализа поляризации определяются магнитными полями на входе и выходе в сверхпроводящий экран. В рабочем состоянии, т.е. при измерении ЭДМ, эти магнитные поля перпендикулярны электрическому полю кристалла и друг другу, например, поле на входе направлено по оси X, а на выходе — по оси Y. Таким образом, измеряемая поляризация близка к нулю в рабочем режиме. Наличие ЭДМ приводит к появлению ненулевой величины, знак которой зависит от знака электрического поля, действовавшего на нейтрон в кристалле.

Поляризацию пучка в данном эксперименте удобно измерять с помощью  $^3\text{He}$ -ячейки, т.к. постройка SM анализатора неизбежно приведет к

угловому смещению пучка нейтронов и разъюстировке двухкристальной схемы (два кварцевых монокристалла). После анализа поляризации на  $^3\text{He}$ -ячейке нейтроны попадают на монохроматор из пиролитического графита PG. Коэффициент отражения PG должен составлять  $\sim 50\%$  для рабочей длины волны  $\lambda \approx 4,9 \text{ \AA}$ . Нейтроны, не отраженные монохроматором, проходят на кварцевый монокристалл-отражатель, возвращаются назад,  $\sim 50\%$  их отражается PG монохроматором и попадают на детектор. На PG монохроматоре теряется  $75\%$  (2 раза по  $50\%$ ) интенсивности, но с этим пока ничего не сделать, это плата за  $\pi/2$ -геометрию отражения.

Кварцевый кристалл-отражатель отражает нейтроны, соответствующие его (отражателя) межплоскостному расстоянию  $d$ , которое регулируется температурой кристалла. Другими словами, мы выбираем из всего пучка нейтроны с некоторой длиной волны, и отклонение этой длины волны от длины волны, соответствующей точному брэгговскому направлению для рабочего кристалла, определяет величину и знак электрического поля, в котором эти нейтроны прошли через рабочий кристалл. Отметим еще раз, что угол поворота нейтронов при отражении от кварцевого кристалл-отражателя  $\approx \pi$ . Точность поворота назад задает нам уровень возможной систематической ошибки эксперимента. Нейтроны, не отраженные кварцевым отражателем, гибнут в beamstop.

В реальном эксперименте весьма удобно иметь возможность измерять не только одну компоненту поляризации, а иметь систему 3-х мерного анализа поляризации, аналогичную хорошо известной и реализованной в ILL конструкции, именуемой как CRYOPAD [8]. Такая конструкция позволит провести on-line с основным опытом ряд тестовых экспериментов и избавиться от некоторых ложных эффектов, симулирующих ЭДМ нейтрона.

Был проведен теоретический анализ возможной статистической и систематической точности, достижимой при такой постановке эксперимента. Показано, что для (110) плоскости кварца, при длине кристалла –  $L = 50 \text{ см}$  и потоке неполяризованных холодных нейтронов  $\Phi_0 = 10^9 \text{ н}/(\text{см}^2\text{с}\text{\AA})$ , что соответствует потоку пучка PF1b реактора ILL (Гренобль, Франция), статистическая точность составит

$$\sigma_d = 9 \cdot 10^{-26} \text{ е} \cdot \text{см} \text{ за сутки измерений}, \quad (15)$$

что уже достаточно интересно, т.к., во-первых, мы взяли действительно реально достижимые размеры кристалла, во-вторых, современная чувствительность метода УХН значительно ниже и составляет  $\approx 6 \cdot 10^{-25} \text{ е} \cdot \text{см}$  в сутки [1].

Основной результат по анализу систематических эффектов, которые могут привести к возникновению ложного эффекта, симулирующего ЭДМ нейтрона, заключается в том, что требования, предъявляемые к эксперименту, вполне достижимы при современном уровне развития экспериментальной техники, по крайней мере на первом этапе эксперимента при использовании кристалла кварца. Таким образом, точность, достижимая на первом этапе, по-видимому, ограничена статистикой и составляет  $\sigma_d = 0.9 \cdot 10^{-25} \text{e} \cdot \text{см}$  за сутки измерений, т.е. за 100 дней эксперимента можно получить

$$\sigma_d \approx 1 \cdot 10^{-26} \text{e} \cdot \text{см}. \quad (16)$$

В Таблице 1 сведены основные параметры экспериментальной установки, необходимые для достижения указанной выше точности.

Таблица 1: Основные требования к экспериментальной установке, необходимые для достижения точности к ЭДМ нейтрона  $\sim 1 \cdot 10^{-26} \text{e} \cdot \text{см}$

Параметр	Ограничение	Величина ложного эффекта $\sigma_d$ [e · см]
Ост. магн. поле $H_r$ [Gs]	$10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-27}$
Точность контроля разницы температур, $^{\circ}\text{C}$	$10^{-2}$	
Стабильность $H_r$ [Gs]	$10^{-5}$ в час	$0.8 \cdot 10^{-27}$
$(\pi/2 - \theta_B)$ [рад]	$10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-27}$
Точность измерения направления поляризации	$10^{-3}$	
Точность вращения кристаллов кварца [угл. сек]	5	
Плоскостность сверхпроводящего экрана [рад]	$10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-27}$

Просуммируем основные достоинства данной методики эксперимента:

1. Возможность работы при малых отклонениях от точного брэгговского условия, что приводит к большой ( $> 10^8 \text{ В/см}$ ) величине электрического поля, действующего на нейтрон. Т.е. отражатель выделяет именно нейтроны, прошедшие через кристалл в максимальном электрическом поле.
2. Возможность изменения знака эффекта при изменении знака параметра отклонения от точного условия Брэгга.

3. Возможность реализовать схему отражения под  $\pi/2$ . При этом унуляется основной ложный эффект от швингеровского взаимодействия.

4. Возможности использования сборки из нескольких последовательно расположенных кристаллов для увеличения эффекта и выбора оптимальной их суммарной толщины.

5. По-видимому, не очень высокие требования к совершенству используемых кристаллов, т.к. исследуемые эффекты зависят от эффективной мозаичности кристалла  $w_m$  как  $\sim (\gamma_B/w_m)$ , где  $\gamma_B$  – угловая брэгговская полуширина, однако интенсивность отражения увеличивается ровно на столько, на сколько падает эффект  $I = I_0(w_m/\gamma_B)$ , т.е. чувствительность к ЭДМ нейтрона уменьшается лишь на величину  $\sqrt{w_m/\gamma_B}$ .

Кроме этого, в данной части анализируются возможности дальнейшего прогресса данного метода. Показано, что при использовании кристалла кварца можно еще в 3-4 раза увеличить точность эксперимента, т.е. достичь статистической точности  $\sigma_d \sim 3 \cdot 10^{-26}$  е · см за сутки измерений, за счет:

1. использования кристаллов больших размеров,
2. использования специального селектора нейтронов [9], основанного на системе вращающихся монохроматоров и имеющего меньший фактор потерь интенсивности,
3. использования специального анализатора поляризации нейтронов, основанного на продольном эффекте Штерна-Герлаха (см., например, [10]).

Гораздо более существенный прогресс (более чем на порядок, по сравнению с кристаллом кварца) может быть достигнут при использовании нового класса нецентросимметричных кристаллов.

В Таблице. 2 приведены параметры некоторых кристаллов. Для количественной оценки удобно ввести параметр, именуемый временем жизни нейтрона в кристалле  $\tau_a = L_a/v_n$ , где  $L_a$  – длина поглощения нейтрона,  $v_n$  – его скорость. Из Таблицы 2 видно, что использование других кристаллов может, в принципе, улучшить чувствительность метода еще примерно на порядок, по сравнению с кристаллом кварца, что позволит выйти на уровень  $\sigma_d \sim 3 \cdot 10^{-27}$  е · см за сутки измерений, что, безусловно, стоит того, чтобы попытаться двигаться в этом направлении.

**В заключении** просуммированы основные результаты, полученные в данной работе. Также здесь высказаны благодарности моим коллегам, принимавшим участие в работе и обсуждении полученных результатов.

**В приложении 1** более подробно приведены методика и результаты расчетов параметров некоторых нецентросимметричных кристаллов пригодных для проведения эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона.

Таблица 2: Параметры некоторых нецентросимметричных кристаллов, пригодных для кристалл-дифракционного эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона.  $\tau_a$  – время жизни нейтрона в кристалле (время поглощения)

Кристалл	Группа симметрии	$hkl$	$d$ , (Å)	$E_g$ , $10^9$ В/см	$\tau_a$ , мс	$E_g\tau_a$ , (кВ с/см)
$\alpha$ -кварц (SiO <sub>2</sub> )	32( $D_3^6$ )	111	2.236	0.23	1.0	230
		110	2.457	0.20		220
Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub>	123	433	1.75	0.43	4.0	1720
		312	2.72	0.22		880
Bi <sub>4</sub> Si <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	$-43m$	242	2.1	0.46	2	920
		132	2.75	0.32		640
PbO	$Pca21$	002	2.94	1.04	1	1040
		004	1.47	1.0		1000
BeO	$6mm$	011	2.06	0.54	7.0	3700
		201	1.13	0.65		4500

**Основные результаты исследований опубликованы в следующих работах:**

1. Федоров В.В., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Сумбаев О.И. О возможности поиска ЭДМ нейтрона по деполяризации при дифракции в кристалле без центра симметрии. Письма в ЖТФ, **21** (вып. 21) (1995) 50-55.
2. Федоров В.В., Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Румянцев В.Л. Влияние ориентации спина нейтрона на маятниковую картину при дифракции в кристалле без центра симметрии. Письма в ЖТФ, **21** (21) (1995) 44-49.
3. Федоров В.В., Воронин В.В. Новые возможности поиска ЭДМ нейтрона поляризационным методом при дифракции в кристалле без центра симметрии, Физика ат. ядра и элементарных частиц (Материалы юбилейной XXX Зимней школы ПИЯФ, ч. 1). СПб, 1996, с. 123–164.

4. Fedorov V.V., Lapin E.G., Sumbaev O.I., Voronin V.V. New possibilities of a Search for Neutron EDM by Polarization Method in Neutron diffraction. PANIC '96. Proceedings of the 14th International Conference on Particles and Nuclei. Ed. C.E. Carlson, (J.J. Domingo. World Scientific, Singapore-Hew Jersey-London-Hong Kong, 1997) P. 717–719.
5. Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G., Sumbaev O.I. New possibilities for neutron EDM search using diffraction by crystal without a centre of symmetry. *Physica B: Physics of Condensed Matter* **234-236** (1997) 8-9.
6. Воронин В.В., Федоров В.В., Расчет внутрикристаллических электрических полей, действующих на нейтрон в полярном кристалле. Препринт ПИЯФ–2293, Гатчина, 1999, 10 с.
7. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Прямое измерение времени задержки нейтрона в кристалле при дифракции по Лауэ. Препринт ПИЯФ–2337, Гатчина, 2000, 12 с.
8. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Прямое измерение времени задержки нейтрона в кристалле при дифракции по Лауэ. Письма в ЖЭТФ **71** (вып. 2) (2000) 110–115.
9. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. Set-up for searching a neutron EDM by the crystal-diffraction method: first measurements, *Physica B: Physics of Condensed Matter* **297** № 1-4 (2001) 293-298.
10. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. The first observation of new effects at the set-up for a neutron EDM search by a crystal-diffraction method. Preprint PNPI–2376, Gatchina, 2000, 15 p.
11. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Обнаружение эффекта деполяризации нейтронного пучка при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. Препринт ПИЯФ–2377, Гатчина, 2000, 12 с.
12. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Обнаружение эффекта деполяризации нейтронного пучка при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле. Письма в ЖЭТФ **72** (вып.6) (2000) 445–450.

13. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. The first results on observing new effects in neutron diffraction by noncentrosymmetric crystal at the setup for neutron EDM search, ISINN-9 Proceedings, (Dubna-2001), 76-84.
14. Fedorov V.V., Voronin V.V. Diffraction and neutron optics in noncentrosymmetric crystals. New feasibility of a search for neutron EDM. Proceedings of the XXXV PNPI Winter School, St. Petersburg, 2001, p. 90–113.
15. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Первые результаты по наблюдению новых эффектов на установке для поиска ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом, Международная научно-техническая конференция "Исследовательские реакторы: наука и высокие технологии". Сборник докладов, **3**, Ч. 1 (2002) 3-21.
16. Fedorov V.V., Voronin V.V. Neutron diffraction and optics in noncentrosymmetric crystals. New feasibility of a search for neutron EDM. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B201**, No. 1 (2003) 230–242.
17. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Y., Voronin V.V. Laue diffraction method of a neutron EDM search. Experimental test of the method. Preprint PNPI-2451, Gatchna, 2001, 26p.
18. Fedorov V.V., Lapin E.G., Lelievre-Berna E., Nesvizhevsky V.V., Petoukhov A.K., Semenikhin S.Yu., Soldner T., Tasset F. and Voronin V. V. The Laue diffraction method to search for a neutron EDM. Experimental test of the sensitivity. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B227** (1-2) (2005) 11-15.
19. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. Cold neutron spin rotation at passage through a noncentrosymmetric crystal. Preprint PNPI-2431, Gatchina, 2001, 14 p.
20. Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Вращение спина нейтрона при прохождении через нецентросимметричный монокристалл, Письма в ЖЭТФ **74** (вып. 5) (2001) 279–282.
21. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Y., Voronin V.V. The effect of cold neutron spin rotation at passage through a noncentrosymmetric crystal. Appl. Phys. **A74** [Suppl. 1] (2002) s91–s93.

22. Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Y., Voronin V.V. First observation of new effects at the set-up for searching for a neutron electric dipole moment by a crystal-diffraction method. *Appl. Phys.* **A74** [Suppl1] (2002) s298–s301.
23. Voronin V.V., Fedorov V.V., Lapin E.G. and Semenikhin S.Yu. Laue diffraction method of a neutron EDM search. Project of the experiment, *Physica B: Condensed Matter.* **335** (1-4) (2003) 201–204
24. V.V. Voronin, V.V.Fedorov, E.G. Lapin, S.Yu. Semenikhin, Possible way to improve the DEDM experiment. Preprint PNPI–2545, Gatchina, 2003, 12p.
25. Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu. Laue diffraction method of a neutron EDM search. Project of the experiment. Proceedings of the 11th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. Ed. J. Kvasil, P. Sejnar, M. Krlicka. (World Scientific, 2003) 649–653.
26. Voronin V.V., Fedorov V.V., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Optical precession of cold neutron spin in a noncentrosymmetric crystal. Proceedings of the 11th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. Ed. J. Kvasil, P. Sejnar, M. Krlicka. (World Scientific, 2003) 842–845.
27. Fedorov V.V., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. Redoubled effect of a neutron spin rotation in deformed noncentrosymmetric crystal for the Bragg diffraction scheme. *JETP Letters* **80** (9) (2004) 575–579.
28. Fedorov V.V., Kuznetsov I.A., Lapin E.G., Semenikhin S.Yu., Voronin V.V. Redoubled effect of a neutron spin rotation in deformed noncentrosymmetric crystal for the Bragg diffraction scheme, Preprint PNPI–2579, Gatchina, 2004, 14 p.
29. Fedorov V.V., Lapin E.G., Lelievre-Berna E., Nesvizhevsky V., Petoukhov A., Semenikhin S.Yu., Soldner T., Tasset F., Voronin V.V. The search for a neutron EDM by Laue diffraction method "DEDM" - test experiment, ILL Report - 3-07-158.
30. Fedorov V.V., Lapin E.G., Lelievre-Berna E., Nesvizhevsky V., Petoukhov A., Semenikhin S.Yu., Soldner T., Tasset F., Voronin V.V. Feasibility



Test for experiment on a Search for neutron EDM by Laue diffraction method, ILL Report - test-731.

31. Fedorov V.V., Voronin V.V. Neutron Diffraction and Optics of a Non-centrosymmetric Crystal. New Feasibility of a Search for Neutron EDM. *Frontiers in Condensed Matter Physics Research*, (Nova Science, NY, 2006), accepted for publication; arXiv:hep-ex/0504042, 2005, 34 p.
32. Федоров В.В., Воронин В.В. Динамическая дифракция и оптика нейтронов в нецентросимметричных кристаллах. Поиск ЭДМ нейтрона: новые возможности. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Кафедра экспериментальной ядерной физики. Учебное пособие, (Санкт-Петербург, 2004) 118стр.
33. Voronin V.V., Fedorov V.V., Semenikhin S.Yu., Lapin E.G., Lelievre-Berna E., Nesvizhevsky V.V., Petoukhov A.K., Soldner T., Tasset F. Experimental test of Laue diffraction method of a search for neutron EDM, *Int. Conf. on Precision Measurements with Slow Neutrons (April 5-7, 2004 NIST Gaithersburg, MD)*, Book of Abstract, 30.
34. Fedorov V.V., Voronin V.V. New phenomena in neutron diffraction and optics of a noncentrosymmetric crystal. New feasibility for the neutron EDM search., *Int. Conf. on Precision Measurements with Slow Neutrons (April 5-7, 2004 NIST Gaithersburg, MD)*, Book of Abstract, 40.

## Список литературы

- [1] Harris P.G., Baker C.A., Green K., Iyadjiev P., Ivanov S., May D.J.R., Pendlebury J.M., Shiers D., Smith K.F., Van der Grinten M., Geltenbort P. New Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 904.
- [2] Shull C.G., Nathans R. Search for a neutron electric dipole moment by a scattering experiment. *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 384–386.
- [3] Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М.: Мир, 1968.

- [4] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. Измерение сильного электрического внутрикристаллического поля в швингеровском взаимодействии дифрагирующих нейтронов. *ЖЭТФ* **96** (1989) 1921–1926.
- [5] Ramsey N.F. Time reversal, charge conjugation, magnetic pole conjugation, and parity. *Phys. Rev.* **109** (1958) 225–226.
- [6] Kato N. Pendellösung fringe in distorted crystals. 3. Application to homogeneously bend crystals. *J. Phys. Soc. Jap.* **19** (1964) 971–985.
- [7] Алексеев В.Л., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. Гравитационный эффект при дифракции нейтронов на изогнутом кварцевом монокристалле. Препринт ЛИЯФ–1369, Ленинград, 1988, 30 с.; *ЖЭТФ* **94** (1988) 371–383.
- [8] Tasset F., Brown P.J., Lelie'vre-Berna E., Roberts T., Pujol S., Allibon J., Bourgeat-Lami E. *Physica B: Physics of Condensed Matter* **267-268** (1999) 69–74.
- [9] Frick B., Gonzalez M. *Physica B: Physics of Condensed Matter* **301** (2001) 8–19.
- [10] Zeyen C.M.E., Otake Y., Tabaru T., Toperverg B. Proceedings of the International Symposium on Advances in Neutron Optics and Related Facilities (NOK96), Kumatori (Kyoto), Japan, 19-21 March 1996; *J. Phys. Soc. Japan* **65** (Suppl. A) (1996) 177.