

Министерство образования и науки Российской Федерации
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра экспериментальной ядерной физики

В.В. Федоров, В.В. Воронин

*Динамическая дифракция и оптика
нейтронов в совершенных кристаллах.
Новые эффекты и их применение в
физических исследованиях*

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2010

УДК 530.145

Федоров В.В., Воронин В.В. Динамическая дифракция и оптика нейтронов в совершенных кристаллах. Новые эффекты и их применение в физических исследованиях.

Учебное пособие. СПб.: Изд-во Политехнического университета, 2010. 178 стр.

Пособие соответствует государственному стандарту дисциплины "Физика атомного ядра и элементарных частиц" магистерской подготовки по программе 553113 "Прикладная ядерная физика".

Учебное пособие посвящено детальному изучению особенностей динамической дифракции и оптики нейтрона в совершенных кристаллах, в частности в нецентросимметричных кристаллах а также при углах дифракции близких к $\pi/2$. В доступной для студентов старших курсов физических специальностей форме описаны классические эффекты динамической дифракции (маятниковый эффект, эффект Бормана), а также ряд новых явлений, таких как возникновение и воздействие сильных внутрикристаллических электрических полей на нейтрон, эффекты вращения спина и деполяризация нейтронов при дифракции в кристаллах без центра симметрии, эффекты, связанные с уменьшением эффективной „массы“ дифрагирующего нейтрона. Большое внимание уделяется физической картине явлений.

Обсуждаются новые возможности применения этих эффектов для измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, а также для проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона. Кроме этого, уделено внимание возможности практического применения рассматриваемых эффектов, в частности, для прецизионного измерения величины межплоскостного расстояния совершенных кристаллов.

Пособие может быть полезно для студентов университетов и специалистов в области физики ядра и элементарных частиц, а также — в физике конденсированного состояния вещества.

Предназначено для студентов СПбГПУ.

Глава 1

Введение

Нейтронная физика - одна из отраслей фундаментальных исследований, в которой отечественная наука на протяжении полувека удерживает лидирующие позиции в мировом научном сообществе. Достаточно вспомнить достижения российских ученых в решении проблем обороноспособности и развития атомной энергетики страны или такие “академические” успехи как-то: обнаружение и исследование эффектов нарушения пространственной четности в ядерных взаимодействиях, доказавших универсальность слабого взаимодействия [1]—[4] (Ю.Г. Абов, П.А. Крупчицкий (ИТЭФ), В.М. Лобашев, В.А. Назаренко (ПИЯФ)); предсказание [5] (Я.Б. Зельдович), экспериментальное обнаружение и предложение использовать для изучения фундаментальных свойств нейтрона [6] (Ф.Л. Шапиро (ОИЯИ)) так называемых ультрахолодных нейтронов (УХН), разработка методов поляризационного анализа и его применения в исследовании структуры и свойств вещества и многое другое.

С одной стороны, нейтрон является одной из “основных” элементарных частиц, поэтому исследование его фундаментальных свойств предоставляет уникальную возможность для проверки современных теорий, включая “Стандартную модель”. Хорошо известна также роль нейтрона в физике деления и изучении структуры ядра.

С другой стороны, благодаря своим замечательным свойствам (электронейтральность, наличие магнитного момента и др.) нейтроны являются уникальным инструментом исследования структуры, динамики и свойств вещества, что определило их широкое использование в самых различных областях науки: физике, химии, биологии, геофизике, материаловедении, медицине и т.д. Как свидетельствует мировой опыт,

непрерывно растет использование нейтронного излучения в прикладных целях, поскольку сегодня самые передовые направления в развитии техники и технологий получения новых материалов (в том числе и нанотехнологий) рождаются из достижений вышеперечисленных областей науки.

1.1 Возможности применения нейтронов в физике ядра и элементарных частиц

В современной физике элементарных частиц тесно переплелись и космология, и свойства Вселенной на ранней стадии образования, и собственно структура элементарных частиц и их взаимодействий, ядерная физика и физика фазовых превращений.

Для получения новых данных в этой области имеются два пути. Первый – это увеличение энергий ускоряемых, а затем сталкивающихся частиц и ядер в физике высоких энергий для поиска новых частиц (например, хиггсовских бозонов, суперсимметричных партнеров обычных частиц или новых форм вещества типа кварк-глюонной плазмы). Этот путь требует создания дорогостоящих ускорителей и, соответственно, совместных усилий и участия многих стран. На этом пути Россия успешно участвует в большинстве крупных международных проектов практически на всех существующих и строящихся в мире ускорителях.

Второй путь – это увеличение точности измерений в физике средних энергий, в частности в нейтронной физике. Для этой цели необходимы высокоинтенсивные источники нейтронов, поскольку для увеличения точности необходимо увеличение статистики, кроме того, необходимы также новые идеи, методики и нестандартное оборудование. Следует заметить, что, хотя реактор и является достаточно дорогостоящим прибором, тем не менее его цена ни в какое сравнение не идет с ценой современного суперколлайдера.

Нейтрон участвует во всех видах известных взаимодействий. Поэтому эксперименты по изучению фундаментальных свойств нейтрона, такие как поиск и измерение электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций, уточнение времени жизни нейтрона, работы по изучению фундаментальных

симметрий в процессах с участием нейтрона (от β -распада и нейтронной оптики до ядерных реакций и деления), имеют первостепенную важность для современной физики. Они позволяют понять, как "устроены" частицы и их взаимодействия, и, в то же время, проникнуть в тайны образования и строения Вселенной.

Одной из самых захватывающих загадок современности является барионная асимметрия Вселенной — отсутствие во Вселенной антивещества в сопоставимых с веществом количествах — из экспериментов по поиску аннигиляционных гамма-квантов следует, что в нашем скоплении галактик доля антивещества $< 10^{-4}$. Из данных по реликтовому излучению, по оценкам космологической плотности вещества, получаемой из скорости расширения Вселенной, а также из оценок масс видимого вещества галактик величина этой асимметрии (10^{-8} - 10^{-10}) совпадает по порядку величины с относительным избытком барионов над антибарионами на ранней стадии формирования Вселенной до момента $t \sim 10^{-6}$ с, в который температура Вселенной достигла величины $T \sim 1$ ГэВ. А.Д. Сахаров в 1967 г. впервые заметил [7], что для объяснения барионной асимметрии необходимо предположить, что, во-первых, существует взаимодействие, не сохраняющее барионное число, и, во-вторых, существует взаимодействие, нарушающее СР-инвариантность.

В Стандартной модели (СМ) такие взаимодействия отсутствуют.

В ряде современных теорий "Великого объединения объединенных моделей сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, а также в суперсимметричных теориях допускается нарушение барионного и лептонного чисел и, как следствие, распад протона, а также нейтрон-антинейтронные осцилляции. Впервые на важность экспериментальных поисков любых процессов с несохранением барионного числа и, в особенности, процессов нейтрон-антинейтронных осцилляций обратил внимание В.А. Кузьмин (ИЯИ РАН, Москва) в связи с обсуждением барионной асимметрии Вселенной [8, 9]. В настоящее время рядом международных коллабораций (Супер-Камиоканде, Судан-2 и др.) ведется активный поиск нестабильности материи, связанной с распадом протона и с аннигиляцией антинейтронов от осцилляций в ядрах. Следует отметить, однако, что экспериментальные ограничения, полученные на длину нейтрон-антинейтронных осцилляций в этих экспери-

ментах, не превзошли по точности ограничения, полученные в прямом эксперименте на пучке холодных нейтронов, проведенном в ИЛЛ в 1989 г. Реактор ПИК с высокоинтенсивными источниками холодных и ультрахолодных нейтронов мог бы позволить улучшение точности почти на порядок, в силу уникального опыта ПИЯФ в создании таких источников. Использование для этой цели УХН может позволить увеличить точность еще на порядок (Б.О. Кербиков, ИТЭФ [10]).

1.2 Современные ограничения на величину ЭДМ нейтрона

Нарушение Р-четности в слабых взаимодействиях, предсказанное в 1956 году Ли и Янгом [11] и обнаруженное экспериментально Ву с сотрудниками [12], в настоящее время сравнительно хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально. Природа же нарушения комбинированной четности (СР-четности) остается загадкой со времени его обнаружения в 1964 г. распадах нейтральных К-мезонов [13] в течение уже 40 лет. И до недавнего времени это был единственный известный случай СР-нарушения (и также нарушения симметрии относительно обращения времени (Т)). Летом 2004 г. две большие международные коллаборации Belle и BaBar, работающие в Японии и США, сообщили [14, 15] о наблюдении СР-нарушения в распадах нейтральных В-мезонов, содержащих тяжелые кварки. В Стандартной модели можно объяснить нарушение СР-симметрии в распадах К- и В-мезонов, однако при этом барионная асимметрия предсказывается на уровне 10^{-25} , тогда как наблюдения свидетельствуют об уровне $10^{-8} - 10^{-10}$. Поэтому поиски механизма нарушения СР-симметрии, объясняющие и барионную асимметрию, являются одним из “краеугольных камней” современной физики.

Проблема существования электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона тесно связана с фундаментальными проблемами нарушения временной (относительно преобразования обращения времени Т) и, в силу сохранения СРТ (Людерс [16], 1954; Паули [17], 1955), СР-симметрии (С — операция зарядового сопряжения, Р — операция инверсии координат). Гипотеза о симметрии законов природы относительно преобразования комбинированной инверсии (СР) была выска-

зана Ландау в 1957 году [18]. В той же работе им было замечено, что наличие у любой элементарной частицы электрического дипольного момента требует одновременного нарушения как пространственной (P), так и временной (T), а следовательно, и CP-четности.

Таким образом прямая связь ЭДМ с нарушением фундаментальных симметрий представляет большой интерес для современной физики. На важность поиска ЭДМ нейтрона с этой точки зрения указал Рамзей в 1958 году [19], хотя некоторые соображения по этому поводу высказывались Парселлом и Рамзеем еще в 1950 г., см. [20].¹

Обнаруженное нарушение CP-симметрии в распадах K- и B-мезонов, если его учесть в рамках Стандартной модели приводит к величине ЭДМ нейтрона на уровне $\sim 10^{-31} - 10^{-33}$ е·см, который 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 (см., например, обзоры [21]—[26] о современном состоянии теории в этой области), и его обнаружение было бы прямым свидетельством в пользу моделей, объединяющих различные взаимодействия, таких как суперсимметричные и модели Великого объединения. В настоящее время ведется подготовка нескольких экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона на этом уровне точности. Таким образом, увеличение точности измерений в нейтронной физике позволяет получать результаты, которые вполне сопоставимы по важности с результатами, получаемыми на дорогостоящих суперколлайдерах, и могут существенно их дополнять. Обнаружение ЭДМ нейтрона свидетельствовало бы, в частности, о наличии суперсимметричных частиц.

Нейтрон с экспериментальной точки зрения представляет очень удобную систему для этой цели (об истории вопроса и экспериментальной ситуации см. [27]—[35], а также рис. 1.1).

И хотя обнаружить ЭДМ нейтрона пока не удастся, экспериментальные ограничения на его величину уже сыграли свою роль, позволив, по выражению Голуба и Ламоро [32], "исключить больше теорий (предложенных для объяснения K-распада), чем это сделал любой другой эксперимент за всю историю физики". В частности, по-

¹В 1951 г. Парселлом, Рамзеем и Смитом были начаты первые эксперименты по поиску ЭДМ нейтрона, см. [20].

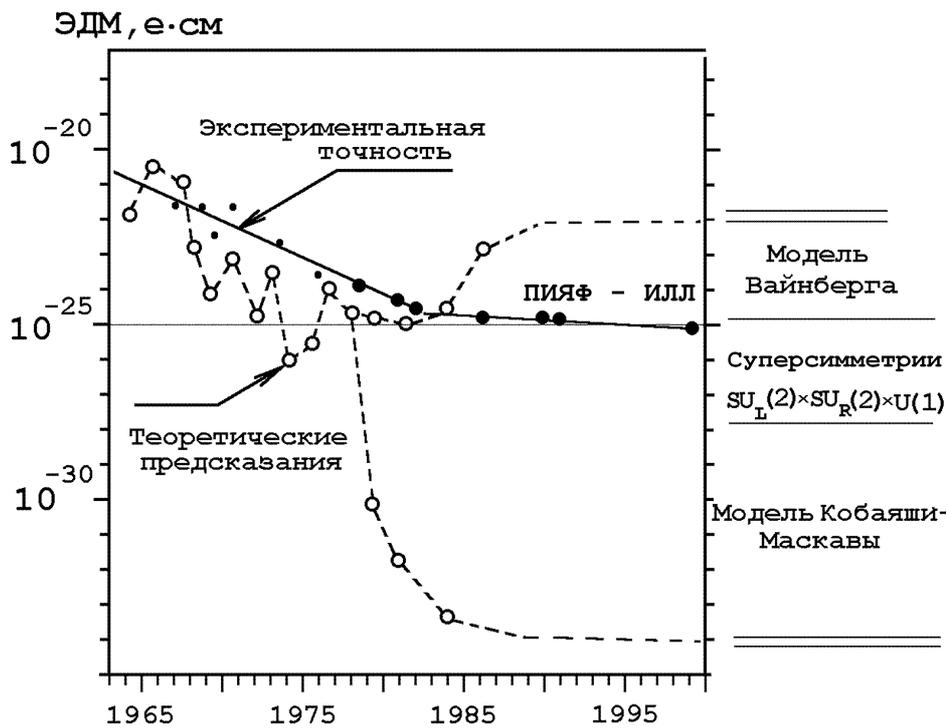


Рис. 1.1. Сравнение теоретических значений ЭДМ нейтрона в различных моделях нарушения CP и экспериментальных ограничений на его величину. История развития теории и эксперимента. Жирными точками отмечены результаты экспериментов, выполненных с ультрахолодными нейтронами на реакторах ПИЯФ и ИЛЛ. Кривая взята из работы [33] и добавлен последний результат, полученный на высокопоточном реакторе в ИЛЛ [35].

следние экспериментальные данные [33, 34] практически закрывают модель Вайнберга с CP-нарушением в хиггсовском секторе, которая дает уровень оценок от 10^{-22} е·см до 10^{-25} е·см [37] (см. также [38]).

В настоящее время наиболее точным методом измерения ЭДМ является метод УХН — магниторезонансный метод² с использованием ультрахолодных нейтронов (которые можно накапливать и хранить в полости), развиваемый в Петербургском институте ядерной физики (ПИЯФ, Гатчина, Россия [33]) и в Институте Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция [34, 35]). Идея о возможности хранения ультрахолодных нейтронов в замкнутой полости за счет полного внешнего отражения принадлежит Зельдовичу [5] (1959 г.). Предложение использовать УХН для улучшения точности измерения ЭДМ нейтрона впервые прозвучало в работе Ф.Л. Шапиро [27] (1968 г.).

Результаты, полученные в упомянутых выше группах к 1989 г., следующие:

$$D = (0 \pm 0,4) \cdot 10^{-25} \text{ е·см (ПИЯФ, [33]);}$$

$$D = (-0,3 \pm 0,5) \cdot 10^{-25} \text{ е·см (ИЛЛ, [34]).}$$

Верхний предел на величину электрического дипольного момента нейтрона (на уровне достоверности 90%), полученный в результате эксперимента, длившегося в течение 3-х десятилетий в ПИЯФ (1989 г.), таков:

$$D < 9,7 \cdot 10^{-26} \text{ е·см (90\% C.L.).}$$

Последующие измерения в ИЛЛ в течение еще 10 лет [35](1999 г.) дали сравнительно небольшое улучшение результата³:

$$D < 6,3 \cdot 10^{-26} \text{ е·см (90\% C.L.).}$$

Это одна из самых высоких точностей, достигнутых в мире к настоящему времени. Если нейтрон представить в виде шара размером $R \approx 10^{-13}$ см, то $D/R \approx 6,3 \cdot 10^{-13}$. Такая доля от радиуса Земли составляет 4 мкм!

²Впервые магниторезонансный метод для поиска ЭДМ нейтрона в 1951 г. применили Парселл, Рамзей и Смит (см. [20]) в эксперименте с тепловыми нейтронами. Их результат $D \leq 5 \times 10^{-20}$ е·см.

³В настоящее время ограничение на ЭДМ нейтрона составляет $D < 2,8 \cdot 10^{-26}$ е·см(90%С.Л.) [36]

Абсолютная ошибка измерения ЭДМ, характеризующая чувствительность метода, определяется (см., например, [33, 34])

$$\sigma(D) \propto \frac{1}{E\tau\sqrt{N}}, \quad (1.1)$$

где E — величина электрического поля, приложенного к нейтрону, τ — среднее время пребывания нейтрона в этом поле. Величина $E\tau$ характеризует экспериментально наблюдаемый эффект, например, изменение скорости счета нейтронов в детекторе при изменении направления электрического поля или спина нейтрона. N — полное число накопленных событий. Возможность увеличения N определяется светосилой установки. В методе УХН величина поля E составляет 10–15 кВ/см. Эта величина ограничена свойствами изолирующих материалов. Существует два варианта установки [33]: накопительный ($\tau = 70$ с) и проточный ($\tau = 5$ с). Величины $E\tau$ для них соответственно равны 75 и 1050 кВ с/см. Последние результаты [33] получены в накопительном варианте.

1.3 Сравнительные характеристики методов

Предложенный в работах [39, 40] дифракционный метод измерения ЭДМ дает надежду на улучшение чувствительности по сравнению с методом УХН. Для такой надежды имеется несколько оснований.

1. В работах [39]–[43] было показано и экспериментально доказано наличие сильного внутрикристаллического поля $E_g \sim 10^5$ кВ/см, действующего на нейтрон в течение всего времени прохождения его через достаточно толстый (с толщиной вплоть до $L = 10$ см) нецентросимметричный кристалл в условиях дифракции по Лауэ, и возможность его использования для измерения ЭДМ. Похожая идея, насколько нам известно, была впервые высказана в обзоре [30] в 1972 году, однако вопрос о том, в каких кристаллах возможно наличие таких полей и существуют ли такие кристаллы вообще, в этой работе не ставился.

На важность учета нецентросимметричности кристалла обращено внимание в монографии Абова, Гулько и Крупчицкого [44]

еще в 1966 г. Авторы первыми указали на возможность интерференции ядерной и электромагнитной (швингеровской) структурных амплитуд в нецентросимметричных непоглощающих кристаллах и предложили использовать швингеровское рассеяние для изучения структур, не обладающих центральной симметрией. До этого считалось, что электромагнитная амплитуда, поскольку она является чисто мнимой, может интерферировать только с мнимой частью ядерной амплитуды, то есть только в случае наличия поглощения в кристалле. Шал в 1963 г. использовал такую интерференцию для наблюдения швингеровского рассеяния при дифракционном отражении от поглощающего кристалла ванадия [45].

В работе Форте [46] (1983 г.) теоретически проанализирована связанная с интерференцией ядерной и электромагнитной структурных амплитуд рассеяния возможность поиска ЭДМ нейтрона по вращению спина при прохождении через нецентросимметричный кристалл в направлении, близком к брэгговскому, в симметричной схеме дифракции по Брэггу. Дана следующая оценка угла поворота спина за счет ЭДМ нейтрона для плоскостей $(2\bar{1}0)$ и $(2\bar{1}1)$ кварца: $\varphi_{EDM} \approx 0,7 \times 10^{-6}$ рад для кристалла толщиной в 1 см и для $D = 10^{-25}$ см. Более грубая оценка (~ 1 рад/см) приведена для угла поворота за счет спин-орбитального взаимодействия.

Аналогичная, но более детальная теория эффектов вращения спина и спинового дихроизма при динамической дифракции нейтронов дана в работах Барышевского и Черепицы [47] (1985 г.). В работе [48] тех же авторов обсуждается возможность поиска ЭДМ нейтрона по повороту спина при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном поглощающем кристалле, причем вращение спина в этом случае обусловлено наличием поглощения в кристалле. В этих работах также оцениваются величины углов поворота спина за счет спин-орбитального взаимодействия и ЭДМ нейтрона для плоскости (211) карбида вольфрама (WC). В частности, для угла поворота за счет ЭДМ (для $D = 10^{-25}$ см) в WC получается [48] $\varphi_{EDM} \approx 2 \times 10^{-6}$ рад/см.

В 1989 г. Форте и Цаеном было экспериментально обнаружено [49] вращение спина нейтрона за счет спин-орбитального (швин-

геровского) взаимодействия в нецентросимметричном кристалле кварца при брэгговской дифракции вблизи брэгговских направлений (при точном выполнении условия Брэгга эффект в этом случае исчезает), хотя сравнить рассчитанный и измеренный эффекты авторы данной работы затруднились (экспериментальный эффект оказался в несколько раз меньше рассчитанного) в силу, по-видимому, недостаточно высокого совершенства кристалла.

В 1988 – 1989 г.г. нами было показано [41]– [43], что разность фаз ядерной и электромагнитной структурных амплитуд приводит к тому, что на нейтрон, движущийся в нецентросимметричном монокристалле, действует постоянное электрическое поле, величина которого зависит от направления распространения нейтрона по отношению к кристаллографическим плоскостям и достигает максимумов при точном выполнении условий Брэгга. Основываясь на такой картине, оказалось возможным предсказать и достаточно просто описать ряд новых эффектов в динамической дифракции нейтронов по Лауэ таких, как смещение фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона [42, 43], изменение контраста маятниковой картины вследствие вращения спина в этих полях [40], вращение спина нейтрона в прозрачном, т.е. непоглощающем, в отличие от [47], кристалле, а также деполяризацию нейтронного пучка [50].

В 1988 году нами по сдвигу маятниковой фазы при перевороте спина нейтрона при лауэвской дифракции поляризованных нейтронов (при точном выполнении условия Брэгга) было впервые измерено поле E_g [42, 43] для плоскости $11\bar{2}0$ кристалла α -кварца. Экспериментальная величина этого поля совпала с расчетной и оказалась равной $E_{11\bar{2}0} = (2, 10 \pm 0, 12) \times 10^8$ В/см.

2. Важной особенностью дифракции по Лауэ (на прохождение) является возможность существенного увеличения времени пребывания τ нейтрона в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга, близким к $\pi/2$, поскольку при дифракции нейтрон в среднем движется вдоль кристаллографических плоскостей. Эта компонента скорости v_{\parallel} , определяемая углом Брэгга, может быть существенно уменьшена (по крайней мере, на порядок) по сравнению с полной скоростью нейтрона. На это впер-

вые было обращено внимание в работах [39, 40]. По этой причине, несмотря на то, что время прохождения нейтрона через кристалл существенно меньше времени удержания УХН в установке, величины $E\tau$, определяющие физически наблюдаемый эффект, для сравниваемых методов (при углах Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$) оказываются одного порядка. Заметим, что эти величины в случаях, рассмотренных Форте [46] и Барышевым и Черепицей [48], приблизительно на порядок меньше и не могут быть увеличены за счет времени прохождения нейтрона через кристалл в первом случае из-за брэгговской схемы дифракции (на отражение), во втором — из-за поглощения в кристалле.

3. Имеется возможность получения достаточно большой светосилы предложенной [39, 40] двухкристальной установки за счет ее практической бездисперсионности. В результате по скорости набора статистики данный метод может, в принципе, более чем на порядок превзойти метод УХН.
4. Имеется также несколько возможностей исключения ложного эффекта от швингеровского взаимодействия нейтрона, и, кроме того, при углах Брэгга, близких к прямому, этот эффект не очень велик. В частности, при отличии угла Брэгга от прямого на $1/20$ (т.е. приблизительно на три градуса) и при точности ориентации спина нейтрона относительно кристаллографических плоскостей $\sim 10^{-4}$, при ЭДМ = 10^{-25} е-см величина ложного эффекта не превосходит эффекта от ЭДМ.
5. Сравнительная простота и компактность установки.

Сравнительные характеристики накопительного варианта метода УХН и предлагаемого дифракционного метода приведены в таблице 1.1.

Физика явлений, лежащих в основе метода, следующая. Из динамической теории дифракции (см., например, [51]–[54]) следует, что распространение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским, можно описать двумя типами блоховских волн: $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, которые формируются в результате взаимодействия нейтрона с периодическим ядерным потенциалом системы кристаллографических

Таблица 1.1. Расчетные характеристики дифракционного метода приведены для нейтронов вертикального канала реактора ВВРМ ПИЯФ. Размер кристаллов: $(5 \times 10 \times 12)$ см³. Используется плоскость $(11\bar{2}1)$ α -кварца ($\lambda = 4,4\text{\AA}$). Отличие брэгговского угла от прямого: $\theta_B - \pi/2 = 1/30$.

	Метод УХН (накопит. вар.)	Дифракция холодных нейтронов
E , кВ/см	10 – 15	$2,3 \times 10^5$
τ , с	70 ($v = 5 - 6$ м/с)	$1,8 \times 10^{-3}$ ($v_{\parallel} = 27$ м/с)
$E\tau$, кВ·с/см	1050	830
N , нейтрон/с	40 – 50	440

Заметим также, что в магниторезонансном методе используется полная интенсивность УХН универсального канала холодных и ультрахолодных нейтронов. В дифракционном методе кристалл "видит" лишь половину одной из 4-х секций нейтронотода вертикального канала холодных нейтронов, поэтому цифра 440 соответствует использованию 1/8 полной интенсивности.

плоскостей. При этом дифрагирующие нейтроны, распространяясь в среднем вдоль плоскостей, для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются локализованными на "ядерных" плоскостях и между ними, соответственно (здесь мы понимаем под "ядерными" плоскостями положения максимумов ядерного потенциала). В нецентросимметричных кристаллах для некоторых систем кристаллографических плоскостей положения максимумов электрического потенциала могут быть смещены относительно максимумов ядерного потенциала. Поэтому нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются в сильных ($\sim 10^5$ кВ/см) межплоскостных электрических полях противоположного знака:

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv \mathbf{E}_g.$$

Швингеровское взаимодействие магнитного момента нейтрона с этими полями, а также взаимодействие ЭДМ приводит к спиновой зависимости фазы дифракционной маятниковой картины.

Напомним, что в эксперименте Шала и Натанса [55] по поиску ЭДМ (1967 г.) также используются внутрикристаллические поля при брэгговском отражении от *центросимметричного* кристалла CdS. В этом

случае также максимумы ядерного потенциала сдвинуты относительно максимумов электрического, но это происходит из-за наличия поглощения в Cd, т.е. мнимой части потенциала. Эффективная же длина пути нейтрона в кристалле при этом определяется глубиной проникновения в кристалл, т.е. ядерными амплитудами, и составляет $\sim 7 \cdot 10^{-2}$ см. Скорости нейтронов в этом случае $3,6 \cdot 10^5$ см/с, и, даже если считать $E \approx 10^6$ кВ/см, величина $E\tau \approx 0,2$ кВ с/см. Верхняя граница ЭДМ нейтрона, полученная в этом эксперименте, $D < 5 \cdot 10^{-22}$ е·см.

В работе Александрова, Балагурова и др. [56] (1969 г.) предлагается возможность увеличения чувствительности такого рода опытов (измерение амплитуды (n, e) -рассеяния) путем изготовления кристалла из смеси изотопов с амплитудами рассеяния разных знаков, например, из смеси изотопов вольфрама, обогащенной изотопом ^{186}W , который обладает отрицательной длиной рассеяния, для уменьшения вещественной части амплитуды рассеяния по сравнению с мнимой частью. Предлагается также использовать такой кристалл для опытов по поиску ЭДМ при динамической дифракции нейтронов (Александров, 1979 г. [56, 57]). Однако величина эффекта в этих случаях все равно ограничивается величиной поля, которая имеет тот же порядок, и длиной поглощения, которая для вольфрама, хотя и в ~ 150 раз больше, чем для кадмия, тем не менее, позволяет достичь всего лишь $E\tau \approx 30$ кВ с/см. При этом само наблюдение дифракции (а тем более, динамической) становится проблематичным в силу пропорционального уменьшения дифракционной ширины (и, соответственно, светосилы), а также с практически невыполнимыми (и увеличивающимися с уменьшением амплитуды) требованиями к совершенству кристалла. В настоящее время известно всего два типа кристаллов, которые могут иметь достаточно большие размеры и достаточную для этой цели степень совершенства: это — кремний и кварц, которыми (и еще, может быть, кальцитом и германием) исчерпываются пригодные в настоящее время для экспериментов по динамической дифракции нейтронов кристаллы.

Глава 2

Особенности нейтронной оптики и дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле

2.1 Ядерный и электрический потенциалы кристалла. Разложение по векторам обратной решетки

Для решения дифракционных задач удобно потенциал кристалла, который является суммой потенциалов отдельных атомов, представить в виде суммы периодических потенциалов всевозможных систем кристаллографических плоскостей. Каждую систему плоскостей можно полностью определить вектором обратной решетки \mathbf{g} , который перпендикулярен плоскостям и по величине равен $g = 2\pi/d$, где d — межплоскостное расстояние. Потенциал системы плоскостей зависит только от координаты в направлении \mathbf{g} (например, x). Он является периодическим по этой координате, и его можно разложить в ряд Фурье (см. рис. 2.1):

$$V_g(\mathbf{r}) = \sum_n V_n \exp\left(\frac{2\pi i}{d} nx\right) = \sum_{g_n} V_{g_n} \exp(ig_n x), \quad (2.1)$$

где

$$g_n = \frac{2\pi n}{d}.$$

Можно считать, что каждая гармоника в (2.1) описывает потенциал своей системы плоскостей, а \mathbf{g}_n представляет собой новый вектор

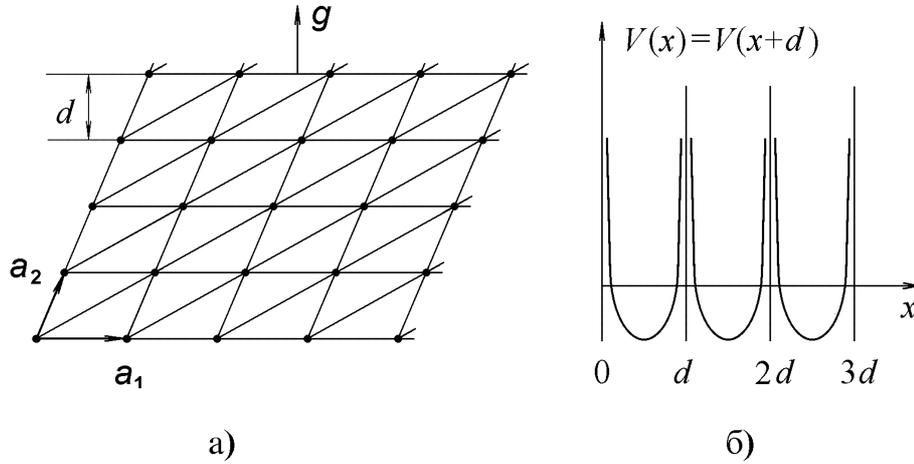


Рис. 2.1.

а) Представление потенциала кристалла в виде суммы потенциалов всевозможных кристаллографических плоскостей. Потенциал отдельного атома при этом формируется из бесконечного числа потенциалов плоскостей, пересекающихся на данном атоме.

б) Условное изображение потенциала одной из систем плоскостей, характеризующейся вектором \mathbf{g} .

обратной решетки, характеризующий эту систему (тем самым мы дифракцию n -го порядка называем дифракцией первого порядка, но на системе плоскостей с межплоскостным расстоянием $d_n = d/n$).

Аналогичное разложение можно провести по всем направлениям \mathbf{g} . В результате будем иметь так называемое разложение потенциала кристалла по векторам обратной решетки (см., например, [51, 53, 54]):

$$V(\mathbf{r}) = \sum_a V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a) = \sum_g V_g \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}) = V_0 + \sum_g 2v_g \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g), \quad (2.2)$$

где $V_a(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)$ — потенциалы отдельных атомов, расположенных в точках \mathbf{r}_a , которые образуют прямую решетку кристалла. Здесь мы учли, что, в силу вещественности потенциала, $V_g = V_{-g}^*$, и положили

$$V_g = v_g \exp(i\phi_g).$$

Таким образом, каждая система плоскостей описывается теперь гармоническим потенциалом (положения плоскостей будем определять как положения максимумов этого потенциала). Амплитуды гармоник

V_g находятся из соотношения:

$$V_g = \int_{v=1} d^3r e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c F_g, \quad (2.3)$$

где m — масса нейтрона, N_c — число элементарных ячеек в единице объема, F_g — структурная амплитуда:

$$F_g = \sum_i e^{-W_{ig}} f_i(\mathbf{g}) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_i}. \quad (2.4)$$

Здесь суммирование ведется по атомам одной элементарной ячейки, $f(\mathbf{g})$ — амплитуда рассеяния i -го атома, W_{ig} — фактор Дебая—Уоллера. Ядерный, электрический и др. потенциалы будем характеризовать соответственно верхними индексами N , E и т.д. При этом

$$f_i^N(\mathbf{g}) = -a_i, \quad (2.5)$$

где a_i — длина рассеяния нейтрона на i -м ядре ячейки, обусловленная ядерным взаимодействием.

$$f_i^E(\mathbf{g}) = -2r_n \frac{Z_i - f_{ic}(\mathbf{g})}{\lambda_{cn}^2 g^2}. \quad (2.6)$$

Здесь $r_n = e^2/mc^2$, $\lambda_{cn} = \hbar/mc$, f_{ic} — зарядовый формфактор i -го атома, Z_i — заряд ядра i -го атома.

Если кристалл обладает центром симметрии, то, поместив в него начало координат, будем иметь $V(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r})$ и тем самым $V_g = V_g^*$, т.е. выбором начала координат можно все фазы ϕ_g обратить в нуль и все величины V_g сделать вещественными. Это означает, что в центросимметричном кристалле положения "ядерных" и "электрических" плоскостей совпадают, т.е. $\phi_g^N = \phi_g^E$. Ситуация изменяется, если центр симметрии отсутствует. В этом случае существуют такие системы плоскостей, для которых $\phi_g^E - \phi_g^N \neq 0$. Это означает, что "ядерные" плоскости, оставаясь параллельными "электрическим" будут смещены относительно последних, 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. Следовательно, если мы начало координат поместим в максимум ядерного потенциала такой плоскости (так,

чтобы $\phi_g^N = 0$), то будем иметь:

$$V^N(\mathbf{r}) = 2v_g^N \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}) \quad (2.7)$$

и

$$V^E(\mathbf{r}) = 2v_g^E \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E). \quad (2.8)$$

Соответственно, электрическое поле этой системы плоскостей будет иметь вид:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\text{grad}V_g^E(\mathbf{r}) = 2v_g^E \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E). \quad (2.9)$$

Величины v_g^E в зависимости от вещества кристалла и системы кристаллографических плоскостей лежат в широких пределах от долей до десятков вольт [51]. 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 $^{-1}$).

Когда нейтроны распространяются в кристалле, взаимодействие с периодическим ядерным потенциалом кристаллографических плоскостей приводит к концентрации нейтронов как раз в области максимумов (или минимумов) ядерного потенциала, т.е. в области действия сильного электрического поля, см. рис. 2.2.

2.2 Интерференция ядерной и электромагнитной амплитуд рассеяния. Сильные электрические поля

Пусть на кристалл падает нейтрон с импульсом $\hbar k_0$ и энергией $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$. Потенциал его взаимодействия с кристаллом состоит из двух частей — ядерной и электромагнитной:

$$V(\mathbf{r}) = V^N(\mathbf{r}) + V^{EM}(\mathbf{r}), \quad (2.10)$$

где, в свою очередь,

$$V^{EM}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) + V^D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}). \quad (2.11)$$

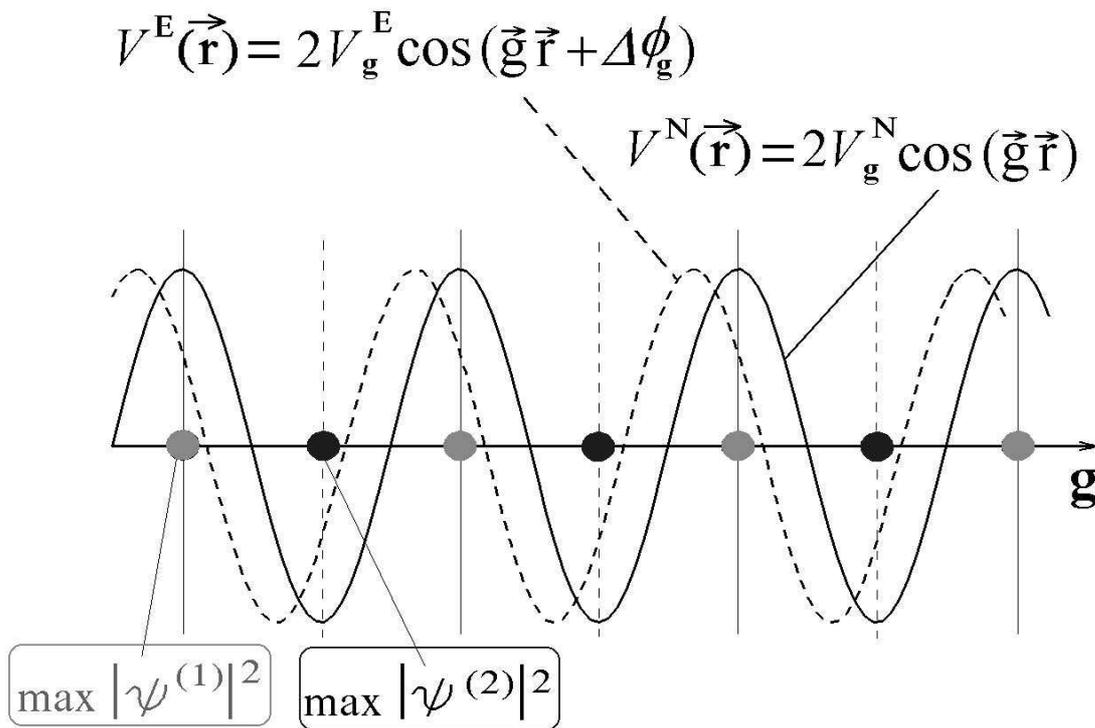


Рис. 2.2. Ядерный и электрический потенциалы одной из систем кристаллографических плоскостей, характеризующейся вектором \mathbf{g} . Нейтроны сконцентрированы на ядерных плоскостях (максимумы ядерного потенциала) либо между ними (минимумы потенциала), см. выше: формулы (2.36), (2.37).

$V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma})$ описывает швингеровское взаимодействие магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ нейтрона, $V^D(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma})$ — взаимодействие его ЭДМ \mathbf{D} с внутрикристаллическим электрическим полем $\mathbf{E}(\mathbf{r})$:

$$V^S(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = -\mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} = -2v_g^E \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_S^E), \quad (2.12)$$

$$V^D(\mathbf{r}\boldsymbol{\sigma}) = -D(\mathbf{E}\boldsymbol{\sigma}) = -2v_g^E D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E), \quad (2.13)$$

где $\boldsymbol{\mu} = \mu\boldsymbol{\sigma} = \mu_N g_n \mathbf{S}$, μ_N — ядерный магнетон, $g_n = -3, 8$; \mathbf{S} — спин нейтрона, $S = 1/2$, так что $\mu = \mu_N g_n / 2$, $\mathbf{D} = D\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{v}_{\parallel} — компонента скорости нейтрона вдоль кристаллографической плоскости. Здесь для компактности опущен знак суммирования по \mathbf{g} , т.е. (2.12), (2.13) описывают потенциалы взаимодействия с одной системой плоскостей.

Для амплитуд гармоник периодического потенциала (2.10) (см. (2.2)) также будем иметь сумму:

$$V_g = V_g^N + V_g^{EM}(\boldsymbol{\sigma}), \quad (2.14)$$

где из (2.12) и (2.13) следует:

$$E_g^{EM}(\boldsymbol{\sigma}) = iv_g^E e^{i\phi_g^E} \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\}, \quad (2.15)$$

так что

$$V_g = e^{i\phi_g^N} \left[v_g^N + iv_g^E e^{i\Delta\phi_g} \left\{ \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c} + D(\mathbf{g}\boldsymbol{\sigma}) \right\} \right]. \quad (2.16)$$

Здесь $\Delta\phi_g = \phi_g^E - \phi_g^N$. Для центросимметричного кристалла $\Delta\phi_g \equiv 0$.

Важную роль при описании рассеяния нейтронов кристаллами играет величина $|V_g|$, для которой, если пренебречь членами, квадратичными по электромагнитному взаимодействию, получается следующее выражение:

$$|V_g| = v_g^N - \mu(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}_g^S) - D(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_g), \quad (2.17)$$

где

$$\mathbf{H}_g^S = \frac{[\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}]}{c},$$

$$\mathbf{E}_g = v_g^E \mathbf{g} \sin \Delta\phi_g \equiv \langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle. \quad (2.18)$$

\mathbf{H}_g^S — магнитное (швингеровское) поле в системе покоя нейтрона, связанное со средним электрическим полем \mathbf{E}_g , которое действует на дифрагирующий нейтрон при точном выполнении условия Брэгга (см. далее).

Величины v_g^E , $\Delta\phi_g$ и E_g для ряда плоскостей, рассчитанные по формулам (2.3) – (2.6) и (2.18) с использованием табличных параметров α -кварца, приведены в таблице 2.1. Неопределенность расчета ($\sim 10\%$) обусловлена, главным образом, неопределенностью значения ионности связи кремний – кислород ($i \approx 0,5$), влияющей на кулоновские факторы.

Таблица 2.1. Результаты расчета величин v_g^E , $\Delta\phi_g$ и E_g для плоскостей α -кварца $\mathbf{g}(hk\bar{m}l)$, $m = h + k$.

$hk\bar{m}l$	d , Å	v_g^E , В	$\Delta\phi_g$, рад	E_g , 10^8 В/см
11 $\bar{2}$ 0	2,457	1,92	–0,42	–2,03
11 $\bar{2}$ 1	2,236	0,96	–0,99	–2,28
11 $\bar{2}$ 2	1,818	2,21	–0,037	–0,28
11 $\bar{2}$ 3	1,453	0,94	–2,87	–1,09
11 $\bar{2}$ 4	1,184	1,28	–2,98	–1,09
11 $\bar{2}$ 5	0,989	0,73	0,25	1,17
10 $\bar{1}$ 0	4,255	2,14	0	0
12 $\bar{3}$ 0	1,608	0,55	–0,32	–0,67
13 $\bar{4}$ 0	1,180	1,39	0,046	0,34
14 $\bar{5}$ 0	0,929	0,053	–0,83	–0,26
15 $\bar{6}$ 0	0,764	0,24	–0,99	–1,64

В Приложении А (см. таблицы А.1 – А.3) приведены более подробные результаты расчетов электрических полей в α -кварце.

Для иллюстрации того, что, в принципе, могут существовать и более сильные внутрикристаллические поля, в таблице 2.2 приведены максимальные величины полей, рассчитанные для некоторых других кристаллов (см. также таблицы А.4 – А.6 Приложения А).

Матричный элемент перехода $\langle \mathbf{k} | V(\mathbf{r}) | \mathbf{k}_0 \rangle$ нейтрона из состояния с импульсом $\hbar\mathbf{k}_0$ в состояние с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ за счет взаимодействия с

Таблица 2.2. Максимальные величины внутрикристаллических полей E_g^{max} для некоторых кристаллов.

		hkl	E_g^{max} , В/см
α -кварц	SiO ₂	111	$2,3 \times 10^8$
Германат висмута	Bi ₁₂ GeO ₂₀	444	$5,2 \times 10^8$
Титанат бария	BaTiO ₃	004	$9,6 \times 10^8$
Титанат свинца	PbTiO ₃	41 $\bar{1}$	18×10^8
Танталат лития	LiTaO ₃	$\bar{4}44$	14×10^8

периодическим потенциалом кристалла $V(\mathbf{r})$ (2.2) имеет вид:

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}_0} = \int d^3r e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}} = \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}}. \quad (2.19)$$

Таким образом, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}$, т.е. потенциал каждой системы плоскостей может передавать нейтрону только фиксированный импульс $\pm \hbar \mathbf{g}$. Кроме того, при рассеянии на таком потенциале сохраняется энергия нейтрона, т.е. величина волнового вектора должна оставаться неизменной:

$$|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|, \quad (2.20)$$

а это есть не что иное, как условие Брэгга, переписанное в векторной форме. Оно эквивалентно условию

$$2\mathbf{k}_0\mathbf{g} + g^2 = 0, \quad (2.21)$$

откуда непосредственно следует:

$$2d \sin \theta_B = \lambda_0, \quad (2.22)$$

где $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, θ_B — угол Брэгга между направлением \mathbf{k}_0 и кристаллографической плоскостью.

Заметим, что сечение рассеяния на кристалле при выполнении условия Брэгга для какой-либо из систем плоскостей \mathbf{g}_0 пропорционально величине $|V_{\mathbf{g}}|^2$. Для centrosymmetric кристалла ($\Delta\phi_{\mathbf{g}} = 0$) при отсутствии поглощения электромагнитное взаимодействие входит в сечение квадратично (см. формулу (2.16)), что дает исчезающе малую, не зависящую от направления спина добавку к сечению рассеяния нейтрона. Это связано с тем, что электромагнитная амплитуда является

чисто мнимой и не интерферирует с чисто вещественной ядерной амплитудой. Для того чтобы появилась интерференция, а следовательно, линейный по электромагнитному взаимодействию член в сечении и, соответственно, зависимость от направления спина, необходимо либо наличие мнимой части в ядерной амплитуде (т.е. поглощения, как в опыте Шала и Натанса [55]), либо (для прозрачного кристалла) изменение фазы электромагнитной амплитуды, что и происходит в нецентросимметричном кристалле. Линейные по полям \mathbf{E}_g и \mathbf{H}_g^S слагаемые в выражении (2.17) и есть результат такой интерференции.

2.3 Нейтронная оптика в нецентросимметричном кристалле. Теория возмущений

Волновая функция нейтрона в кристалле, распространяющегося вблизи брэгговских направлений, в первом порядке теории возмущений имеет вид:

$$\psi = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \sum_g \frac{V_g}{E_k - E_{k_g}} e^{i\mathbf{k}_g\mathbf{r}} \equiv e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \left[1 - \sum_g \frac{U_g}{2\Delta_g} e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} \right]. \quad (2.23)$$

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} . Из выражения (2.23) видно, что при приближении к условию Брэгга ($\Delta_g \rightarrow 0$) для плоскостей \mathbf{g} амплитуда "отраженной" этой системой волны неограниченно возрастает, так что пользоваться теорией возмущений становится нельзя уже при $\Delta_g \simeq |U_g| \equiv u_g$. Точное выполнение условия Брэгга $\Delta_g = 0$ соответствует тому, что уровень с энергией нейтрона E_k становится двукратно вырожденным, ему будут отвечать два состояния с импульсами $\hbar\mathbf{k}$ и $\hbar(\mathbf{k} + \mathbf{g})$. Амплитуды этих состояний становятся сравнимыми по величине, и нужно решать двухуровневую задачу, так называемое двухволновое приближение динамической теории дифракции.

Заметим, что фаза полной амплитуды V_g (или U_g) практически совпадает с фазой ее ядерной части $\phi_g \simeq \phi_g^N$, см. (2.16), поскольку величина v_g^{EM} (для тепловых нейтронов) имеет порядок 10^{-11} эВ, что составляет $10^{-4} v_g^N$. С учетом этого замечания, для распределения

плотности нейтронов при движении в кристалле из (2.23) будем иметь:

$$|\psi|^2 = 1 - \sum_g \frac{u_g}{\Delta_g} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^N).$$

Таким образом, в зависимости от знака Δ_g , т.е. от того, какое направление имеет волновой вектор нейтрона относительно вектора обратной решетки кристалла, происходит концентрация нейтронов либо вблизи максимумов ядерного потенциала, либо вблизи минимумов. Это, с одной стороны, приводит к изменению кинетической энергии нейтронов, а с другой, — к зависимости этой энергии от направления спина нейтрона, потому что среднее электрическое поле, действующее на нейтрон, становится отличным от нуля.

Действительно, для энергии нейтрона в состоянии (2.23) по той же теории возмущений будем иметь

$$\tilde{E}_k = E_k + V_0 + \sum_g \frac{|V_g|^2}{E_k - E_{k_g}}. \quad (2.24)$$

Здесь V_0 — нулевая гармоника или средний потенциал кристалла, он состоит только из ядерной части. Последнее слагаемое в (2.24) обусловлено как раз упомянутой локализацией нейтронов. Если на кристалл падает нейтрон с волновым вектором \mathbf{k}_0 и энергией $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$, то внутри кристалла полная энергия нейтрона не меняется, изменяться может лишь волновой вектор (т.е. кинетическая энергия). Это изменение находится из условия равенства энергий нейтрона вне и внутри кристалла $E = \tilde{E}_k$:

$$k^2 = k_0^2 - U_0 - \sum_g \frac{|U_g|^2}{2\Delta_g}, \quad (2.25)$$

откуда, используя $k^2 - k_0^2 = 2k_0\Delta k$, где $\Delta k = k - k_0$, получим

$$\Delta k = \frac{v_0^N + \sum_g \frac{1}{2w_g} [v_g^N - 2\mu(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{H}_g^S) - 2D(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E}_g)]}{\hbar v}. \quad (2.26)$$

Здесь под знаком суммы стоит не что иное, как среднее значение потенциальной энергии нейтрона в периодическом потенциале (2.10) в состоянии (2.23). Это среднее отлично от нуля за счет концентрации нейтронов вблизи ядерных плоскостей. Величина $1/w_g$ характеризует

степень этой концентрации ($w_g = \Delta_g/|U_g^N|$ — безразмерный параметр отклонения от условия Брэгга). Спиновая зависимость волнового вектора в нецентросимметричном кристалле приводит к прецессии спина нейтрона вокруг направления $\mu\mathbf{H}_g^S + D\mathbf{E}_g$, причем угол поворота спина (перпендикулярного этому направлению) при прохождении расстояния L в кристалле равен:

$$\varphi = 2\Delta k_0 L = \frac{1}{w_g} \frac{2[(\mu H_g^S)^2 + (DE_g)^2]^{1/2} L}{\hbar v}. \quad (2.27)$$

Здесь Δk_0 — зависящая от направления спина часть Δk в (2.26).

Величина φ (она обусловлена в основном швингеровским взаимодействием) имеет порядок $0,5/w$ рад/см (при $w > 1$) и практически не зависит от скорости нейтрона, поскольку швингеровское поле \mathbf{H}_g^S в (2.27) само пропорционально v . Вращение спина происходит в разные стороны в зависимости от знака w_g , то есть от того, больше или меньше угол θ (между импульсом нейтрона и кристаллографической плоскостью) брэгговского угла θ_B . Нейтроны при этом концентрируются либо на ядерных плоскостях, либо между ними и, следовательно, оказываются в электрических полях разного знака. Заметим, что величину Δ_g можно переписать следующим образом: $\Delta_g = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_B) \mathbf{g}$, где \mathbf{k}_B — волновой вектор, соответствующий точному брэгговскому направлению, и, соответственно, $w_g = \omega/\gamma_B$, где $\omega = \theta - \theta_B$; $\gamma_B = 2|U_g| \operatorname{tg} \theta_B/g^2$ — так называемая угловая брэгговская полуширина. Для кристалла кварца (см. таблицу 3.1) при $\operatorname{tg} \theta_B \approx 1$ брэгговские ширины составляют от долей угловых секунд до секунд. Эти величины определяют необходимую степень приближения к брэгговскому направлению для падающих нейтронов, чтобы получить максимально возможный угол поворота спина.

2.4 Двухволновая дифракция

Динамическая теория дифракции была первоначально сформулирована для рентгеновских лучей в работах Дарвина, Эвальда и Лауэ (см., например, [58]–[60]). Бете была развита теория дифракции электронов (см. [51, 61]). Более поздняя работа Гольдбергера и Зейтца [62] стимулировала аналогичные исследования по динамической дифракции

нейтронов (см. [52, 54]) и ее обобщение на случай сильной связи [63]. Ниже приводятся основные результаты динамической теории дифракции нейтронов в двухволновом приближении и дается ее обобщение на случай нецентросимметричных кристаллов.

Рассмотрим в кристалле систему кристаллографических плоскостей, характеризуемую вектором обратной решетки \mathbf{g} . Пусть нейтрон с энергией E и импульсом $\hbar\mathbf{k}_0$ ($E = \hbar^2 k_0^2/2m$) падает на кристалл в направлении, близком к брэгговскому для этой системы плоскостей. Тогда амплитуда волны (с волновым вектором $\mathbf{k} + \mathbf{g}$), отраженной этой системой плоскостей, может сравняться с амплитудой прямой волны (с волновым вектором \mathbf{k}), поэтому задачу для этих двух волн следует решать точно. Вкладом волн, отраженных другими плоскостями, обычно можно пренебречь в силу малости угловых ширин или учесть по теории возмущений за исключением специальных случаев, когда условие Брэгга одновременно выполняется для нескольких систем плоскостей (многоволновая дифракция).

Итак, ищем решение уравнения Шредингера внутри кристалла (с потенциалом данной системы плоскостей \mathbf{g}) в виде суперпозиции:

$$\psi = a_0|\mathbf{k}\rangle + a_g|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle, \quad (2.28)$$

где состояния $|\mathbf{k}\rangle \equiv \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle \equiv \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{g})\mathbf{r}]$ являются собственными для невозмущенного уравнения Шредингера:

$$H_0|\mathbf{k}\rangle = E_k|\mathbf{k}\rangle; \quad H_0|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle = E_{k_g}|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle. \quad (2.29)$$

Как мы уже выяснили, матричные элементы $V_{\pm g}$ связывают состояния $|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$, то есть вызывают переходы из $|\mathbf{k}\rangle$ в $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$ и наоборот. Средний потенциал V_0 — это диагональный матричный элемент, описывающий рассеяние вперед, т.е. переходы из $|\mathbf{k}\rangle$ в $|\mathbf{k}\rangle$ и из $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$ в $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$, соответственно. С учетом сказанного для амплитуд $a_{0,g}$ получим следующую систему уравнений:

$$\begin{pmatrix} E_k + V_0 & V_{-g} \\ V_g & E_{k_g} + V_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_g \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} a_0 \\ a_g \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Условие разрешимости системы (2.30) (секулярное уравнение) есть:

$$(E_k - \varepsilon) - |V_g|^2 + 0, \quad (2.31)$$

где $\varepsilon = E - V_0$. Поскольку полная энергия E нейтрона задана, то уравнение (2.31) определяет значения волнового вектора \mathbf{k} , допустимые в кристалле. Оно описывает так называемую дисперсионную (изоэнергетическую) поверхность в пространстве волновых векторов (см. рис. 2.3).

При точном выполнении условия Брэгга $E_k = E_{k_g}$ будем иметь

$$k^{(1,2)^2} = K^2 \pm |U_g|, \quad (2.32)$$

где $K^2 = 2m\varepsilon/\hbar^2$ — величина волнового вектора нейтрона в кристалле с учетом среднего потенциала (среднего коэффициента преломления).

Двум значениям волнового вектора соответствуют два набора амплитуд a_0 и a_g , которые определяют два типа нейтронных волн (собственных состояний нейтрона в кристалле). Из уравнений (2.30) при точном выполнении условия Брэгга находим

$$a_g/a_0 = \pm |V_g|/V_g = \pm 1. \quad (2.33)$$

Здесь мы считаем, что начало координат выбрано в максимуме ядерного потенциала, и тем самым $\phi_g \cong \phi_g^N = 0$.

Полученный результат соответствует хорошо известному явлению для двухуровневых систем: при пересечении двух уровней ($|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$) их волновые функции полностью перемешиваются, образуя симметричную и антисимметричную комбинации, а сами уровни отталкиваются на конечное расстояние (см. (2.32)).

Итак, из (2.33) следует, что в кристалле при точном выполнении условия Брэгга распространяются волны двух типов:

$$\psi^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}[e^{i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}} + e^{i(\mathbf{k}^{(1)}+\mathbf{g})\mathbf{r}}] = \sqrt{2} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}/2\mathbf{r}]. \quad (2.34)$$

$$\psi^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}}[e^{i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}} - e^{i(\mathbf{k}^{(2)}+\mathbf{g})\mathbf{r}}] = i\sqrt{2} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}/2)\mathbf{r}]. \quad (2.35)$$

Распространение происходит вдоль кристаллографических плоскостей с волновыми векторами $\mathbf{k}_{\parallel}^{(1,2)} = \mathbf{k}^{(1,2)} + \mathbf{g}/2$, причем нейтроны в состоянии $\psi^{(1)}$ сконцентрированы преимущественно на ядерных плоскостях:

$$|\psi^{(1)}|^2 = 2 \cos^2(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) = 1 + \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}), \quad (2.36)$$

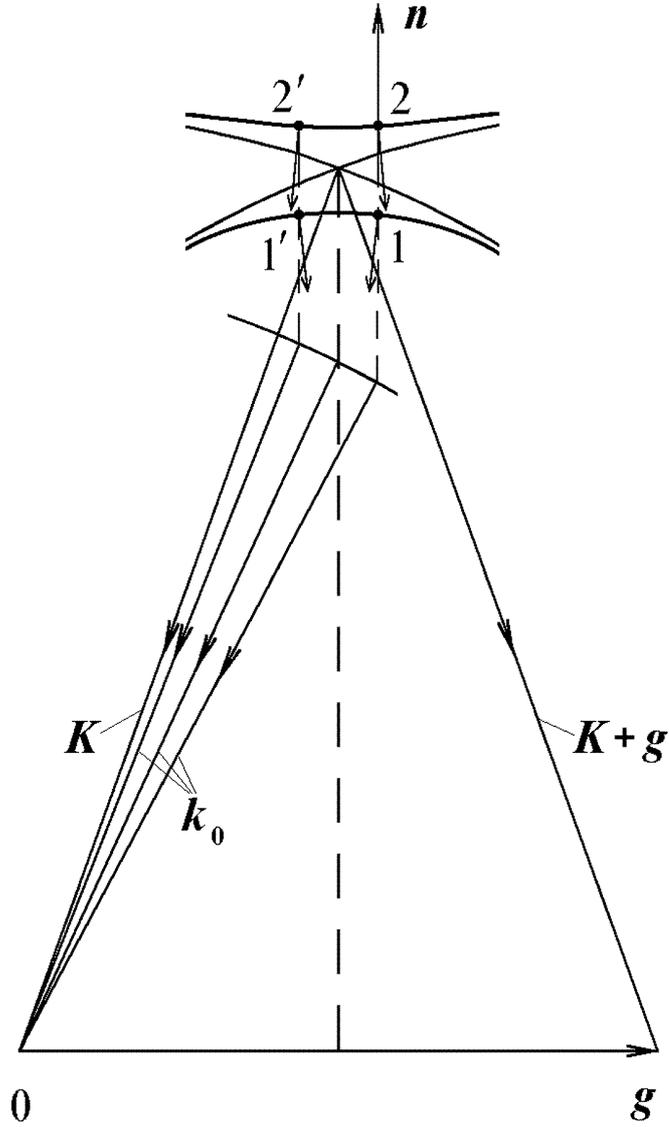


Рис. 2.3.

Дисперсионная поверхность. При $V_g = 0$ это две окружности с одинаковыми радиусами, пропорциональными K . В точке пересечения (соответствующей вырождению состояний $|\mathbf{k}\rangle$ и $|\mathbf{k} + \mathbf{g}\rangle$) малое взаимодействие V_g приводит к расщеплению дисперсионной поверхности на две ветви. Вблизи входной грани кристалла интерферируют волны, соответствующие точкам 1 и $2'$, а также $1'$ и 2 . Стрелками указаны нормали к дисперсионной поверхности, определяющие направления плотности тока нейтронов, \mathbf{n} — нормаль к входной поверхности кристалла.

а в состоянии $\psi^{(2)}$ — между ними:

$$|\psi^{(2)}| = 1 - \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}). \quad (2.37)$$

По этой причине нейтроны в состояниях 1 и 2 движутся в разных потенциалах и имеют разные кинетические энергии (т.е. разные величины волновых векторов), что и отражает уравнение дисперсионной поверхности (2.32).

При падении нейтронов с заданной энергией и импульсом на кристалл в последнем могут возбуждаться волны обоих типов:

$$\psi = c_1\psi^{(1)} + c_2\psi^{(2)}. \quad (2.38)$$

Амплитуды возбуждения c_1 и c_2 определяются граничными условиями на входной грани кристалла [51]. Различают дифракцию на прохождение (по Лауэ) и на отражение (по Брэггу). Симметричные схемы дифракции по Лауэ (когда граница перпендикулярна плоскостям) и по Брэггу (когда граница кристалла параллельна отражающим плоскостям) изображены на рис. 2.4.

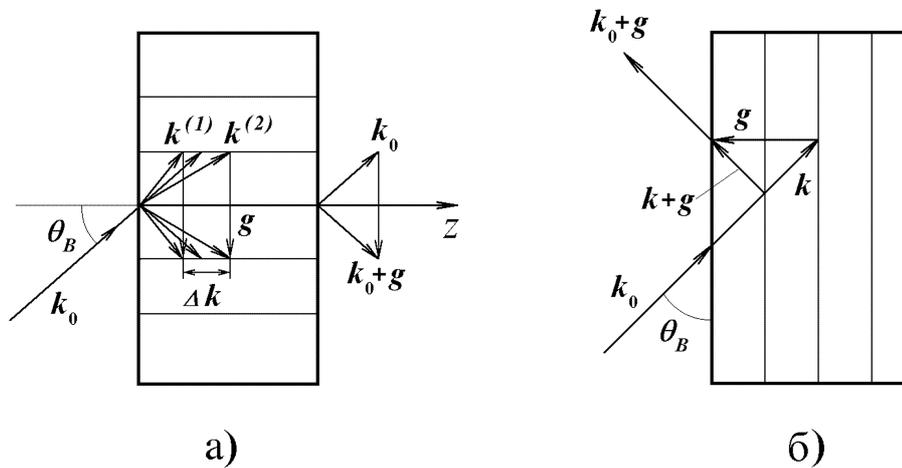


Рис. 2.4.

а) Дифракция на прохождение. Границы кристалла перпендикулярны отражающим плоскостям (симметричная схема Лауэ).

б) Дифракция на отражение. Входная грань кристалла параллельна плоскостям (симметричная схема Брэгга). В этом случае нейтроны проникают в кристалл на конечную глубину.

В дальнейшем будем рассматривать симметричный случай Лауэ (рис. 2.5). В этом случае при точном выполнении условия Брэгга оба типа волн возбуждаются в кристалле с одинаковой амплитудой, т.е. $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$, и волновую функцию нейтрона внутри кристалла можно представить в виде

$$\psi = \cos\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)e^{i\mathbf{K}r} + i \sin\left(\frac{\Delta kz}{2}\right)e^{i(\mathbf{K}+\mathbf{g})r}. \quad (2.39)$$

Здесь $\mathbf{K} = (\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{k}^{(2)})/2$, ось z направлена параллельно кристаллографическим плоскостям (перпендикулярно границе кристалла) и учтено, что вектор $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{k}^{(1)}$ направлен по оси z , поскольку на границе кристалла может передаваться импульс, только перпендикулярный этой границе. По этой причине все волновые вектора внутри кристалла могут отличаться от волнового вектора \mathbf{k}_0 падающего нейтрона лишь параллельными оси z компонентами и еще на вектор обратной решетки \mathbf{g} .

Биения волн разного типа с разными волновыми векторами приводят к периодической по глубине кристалла "перекачке" интенсивности нейтронов из прямого пучка в отраженный и наоборот. Это явление носит название Pendellosung (маятниковый эффект). Оно приводит к осцилляциям интенсивности прямого и отраженного нейтронных пучков, прошедших через кристалл толщиной L , в зависимости от величины ϕ :

$$I_{0,g} = (1 \pm \cos \phi)/2, \quad (2.40)$$

где $\phi = \Delta kL$. Величина $\Delta k = |\mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}|$ определяется из уравнения дисперсионной поверхности (2.32):

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\xi_g} = \frac{2|V_g|}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{2|V_g|\operatorname{tg}\theta_B}{\hbar v_{\perp}}. \quad (2.41)$$

Здесь $v_{\parallel} = \hbar|\mathbf{K} + \mathbf{g}/2|/m = \hbar K \cos \theta_B/2m$ — средняя скорость распространения нейтрона в кристалле вдоль кристаллографических плоскостей, $v_{\perp} = \hbar g/2m = \pi\hbar/dm$. Наблюдать эти осцилляции¹ при заданной толщине можно, например, изменяя угол Брэгга (и тем самым длину

¹Впервые маятниковая картина при дифракции нейтронов в кристалле кремния наблюдалась Шалом [64, 65].

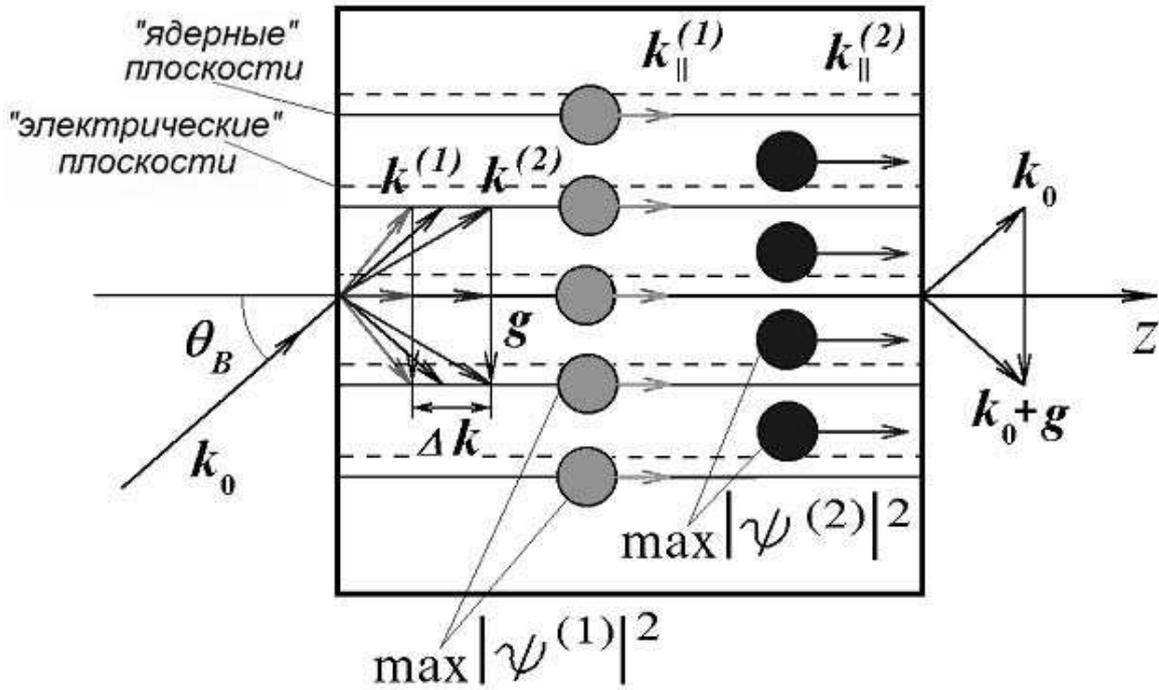


Рис. 2.5. Распространение нейтронов в кристалле при дифракции по Лауэ. Кружками изображены области максимальной концентрации нейтронов на "ядерных" плоскостях и между ними, соответственно, в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$. Поэтому нейтроны в этих состояниях, двигаясь вдоль кристаллографических плоскостей, имеют разные кинетические энергии и, соответственно, разные величины волновых векторов — $k^{(1)}$ и $k^{(2)}$. Кроме того, нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ движутся в противоположных электрических полях. За счет швингеровского взаимодействия это приводит к зависимости волновых векторов $k^{(1)}$ и $k^{(2)}$ от направления спина нейтрона, причем, если при перевороте спина нейтрона один из векторов увеличивается, то другой уменьшается. Это, в свою очередь, ведет к изменению фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона, см. выражение (2.42).

волны нейтрона). Фаза маятниковой картины для нецентросимметричного кристалла зависит от ориентации спина нейтрона (см. выражение (2.17) для $|V_g|$). Если спин нейтрона сориентировать параллельно швингеровскому полю \mathbf{H}_g^S , то его переворот приведет к изменению маятниковой фазы $\Delta\varphi^S$, равному

$$\Delta\varphi^S = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = g_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}, \quad (2.42)$$

и к соответствующему изменению интенсивности, например, дифрагированного пучка I_g . Заметим, что фазовый сдвиг (2.42), обусловленный швингеровским взаимодействием, определяется лишь свойствами кристалла (электрическим полем и толщиной), фундаментальными константами и величиной g -фактора нейтрона g_n . Он никак не зависит от других свойств нейтрона (его энергии, направления и т.п.). Это важное обстоятельство можно, в принципе, использовать при измерении ЭДМ нейтрона для исключения ложного эффекта, связанного со швингеровским взаимодействием.

Именно это изменение фазы маятниковых осцилляций было измерено в работах [42, 43], и по нему определена величина электрического поля E_g для плоскости $(11\bar{2}0)$ α -кварца. Соответствующий экспериментальный результат (подробнее см. ниже):

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{exp}| = (34, 3 \pm 5, 1)^\circ,$$

откуда следует:

$$E_{11\bar{2}0}^{exp} = (1, 8 \pm 0, 2) \cdot 10^8 \text{В/см.}$$

Из выражений (2.9), (2.34) и (2.35) нетрудно видеть, что E_g — есть средняя величина электрического поля в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, причем $\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E} | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E} | \psi^{(2)} \rangle \equiv \mathbf{E}_g$.

2.5 Эффекты, связанные с вращением спина $S = 1/2$ при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле

Отвлекаясь пока от взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем, для двух направлений спина (по полю H_g^S и против него) ин-

тенсивности I_g^\pm отраженного пучка можно записать в виде (см. (2.40)):

$$I_g^\pm = \sin^2[(\phi_0 \pm \Delta\phi_0^S)/2] \equiv \sin^2(\phi^\pm/2), \quad (2.43)$$

где $\Delta\phi_0^S \equiv \Delta\varphi^S/2$, см. (2.42). Если теперь спин нейтрона направить под углом Θ к направлению H_g^S (оси квантования, выбранной за полярную ось), то, суммируя по проекциям спина "+" и "–" получим

$$I_g^\uparrow = \cos^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^+/2) + \sin^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^-/2) \quad (2.44)$$

и (учитывая, что переворот спина в этом случае означает замену $\Theta \rightarrow \pi - \Theta$)

$$I_g^\downarrow = \sin^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^+/2) + \cos^2(\Theta/2) \sin^2(\phi^-/2). \quad (2.45)$$

Эти выражения можно объединить:

$$\begin{aligned} I_g^{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2}(1 - \cos\phi_0 \cos\Delta\phi_0^S \mp \cos\Theta \sin\phi_0 \sin\Delta\phi_0^S) \equiv \\ &\equiv \frac{1}{2}(1 - K \cos\phi^{\uparrow\downarrow}). \end{aligned} \quad (2.46)$$

Здесь K и $\phi^{\uparrow\downarrow}$ – контраст и фазы маятниковых картин соответственно для нейтронов с противоположно направленными спинами:

$$K = (1 + \cos^2\Theta \operatorname{tg}^2\Delta\phi_0^S)^{1/2}, \quad (2.47)$$

$$\phi^{\uparrow\downarrow} = \phi_0 \pm \Delta\phi_\Theta^S,$$

где

$$\Delta\phi_\Theta^S = \operatorname{arctg}(\cos\Theta \operatorname{tg}\Delta\phi_0^S). \quad (2.48)$$

Таким образом, изменение фазы маятниковой картины и соответственно интенсивности отраженного пучка при перевороте спина, направленного под углом Θ к H_g^S , имеют вид:

$$\Delta\varphi^S(\Theta) = 2\Delta\phi_\Theta^S \quad (2.49)$$

и

$$\begin{aligned} \Delta I_g &= I_g^\downarrow - I_g^\uparrow = 2 \cos\Theta \sin\phi_0 \sin\Delta\phi_0^S = \\ &= 2 \cos\Theta [\sin^2(\phi^+/2) - \sin^2(\phi^-/2)]. \end{aligned} \quad (2.50)$$

При $\Theta = 0$ формулы (2.46), (2.50) и (2.48), (2.49) переходят в (2.40) и (2.42). Величина $\Delta\varphi^S(\Theta)$ измерена в работе [66], см. ниже.

При $\Theta = \pi/2$, т.е. когда спин перпендикулярен направлению \mathbf{H}_g^S , зависимость интенсивности от направления спина исчезает и период осцилляций будет определяться только ядерным потенциалом:

$$I_g = \frac{1}{2}[1 - \cos\phi_0 \cos\Delta\phi_0^S]. \quad (2.51)$$

Точно такая же формула получится при усреднении (2.46) по углу Θ , т.е. для неполяризованного пучка.

Обратим внимание на важную особенность формулы (2.51). Даже для неполяризованных нейтронов наличие электрического поля в нецентросимметричном кристалле приводит к зависимости контраста маятниковой картины от величины $\Delta\phi_0^S$. В частности, при толщине кристалла L_0 , такой, что $\Delta\phi_0^S = \pi/2$, контраст (т.е. маятниковый эффект) исчезает для неполяризованных нейтронов и для нейтронов, поляризованных перпендикулярно швингеровскому полю H_0^S (в последнем случае контраст восстанавливается при повороте спина на угол $\pi/2$). При этом интенсивности прямой и отраженной волн становятся равными $1/2$ и не зависят от длины волны нейтрона (и, соответственно, от угла Брэгга). Толщина L_0 равна:

$$L_0 = \pi m_p c^2 / g_n e E_g. \quad (2.52)$$

Так, например, для системы плоскостей $(11\bar{2}0)$ α -кварца $L_0 = 3,5$ см.

Явление исчезновения маятниковой картины имеет простой физический смысл. Нейтроны в состояниях $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ находятся под воздействием противоположных магнитных полей. Поэтому спины в этих состояниях вращаются в разные стороны и поворачиваются на углы $\pm\Delta\phi_0^S$, соответственно. При $\Delta\phi_0^S = \pi/2$ спины в состояниях $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ становятся антипараллельными, так что состояния перестают интерферировать. Это и приводит к исчезновению маятниковой картины.

При увеличении толщины кристалла в 2 раза спины нейтрона в каждом состоянии повернутся на угол π , то есть их относительный поворот составит угол 2π , и спины снова станут параллельными. Для частиц со спином $1/2$ это приведет к деструктивной интерференции состояний 1 и 2, что отразится в изменении знака перед $\cos\phi_0$ в (2.51) (заметим, что две электромагнитные волны, например, в оптическом

интерферометре, интерферировали бы так при угле между поляризациями, равном π , т.е. когда поляризации антипараллельны, а отсутствие интерференции имело бы место для взаимно перпендикулярных поляризаций). Только при толщине кристалла, соответствующей относительному повороту спинов на угол 4π (т.е. когда один спин совершит два полных оборота относительно другого), опять возникнет конструктивная интерференция, и формула (2.51) перейдет в себя. Наблюдать деструктивную интерференцию можно, например, по существенному изменению интенсивности при повороте спина падающих на кристалл нейтронов на угол $\pi/2$ за счет значительной разности маятниковых фаз (почти равной π) для двух поляризаций нейтронного пучка (соответственно по швингеровскому полю и перпендикулярно ему). В работах [67, 68] вопросы, связанные со спиновой структурой нейтронной волновой функции, экспериментально исследовались на нейтронном интерферометре, в одном плече которого происходил поворот спина на различные углы во внешнем изменяемом магнитном поле.

2.6 Сравнение с экспериментом

Схема нашей установки, расположенной на пучке одного из горизонтальных каналов реактора ВВР-М, на которой проводились измерения, приведена на рис. 2.6. Поляризованный пучок нейтронов (с поляризацией $P = 0,75 - 0,80$ и длиной волны $\lambda = 1,8 - 2,2 \text{ \AA}$) падает под углом Брэгга на кристалл естественного кварца с отражающими плоскостями $(11\bar{2}0)$, нормальными входной и выходной граням (дифракция по Лауэ).

Были вырезаны две пластины с толщинами $L_1 = 0,80$ см и $L_2 = 1,14$ см. Размер пучка на входной грани $0,06 \times 1,6$ см². Выходная щель (шириной 0,06 см) располагалась точно по середине "палатки" Бормана, так что детектор регистрировал нейтроны, для которых условие Брэгга выполнялось с хорошей точностью. Качество кристаллов тестировалось при помощи γ -дифракционного метода [69]. Для вырезанных пластин получена величина эффективной мозаики $\omega_{eff} = 0,1'' - 0,2''$.

Типичные экспериментальные маятниковые кривые (зависимость интенсивности дифрагированного пучка от брэгговского угла θ_B) по-

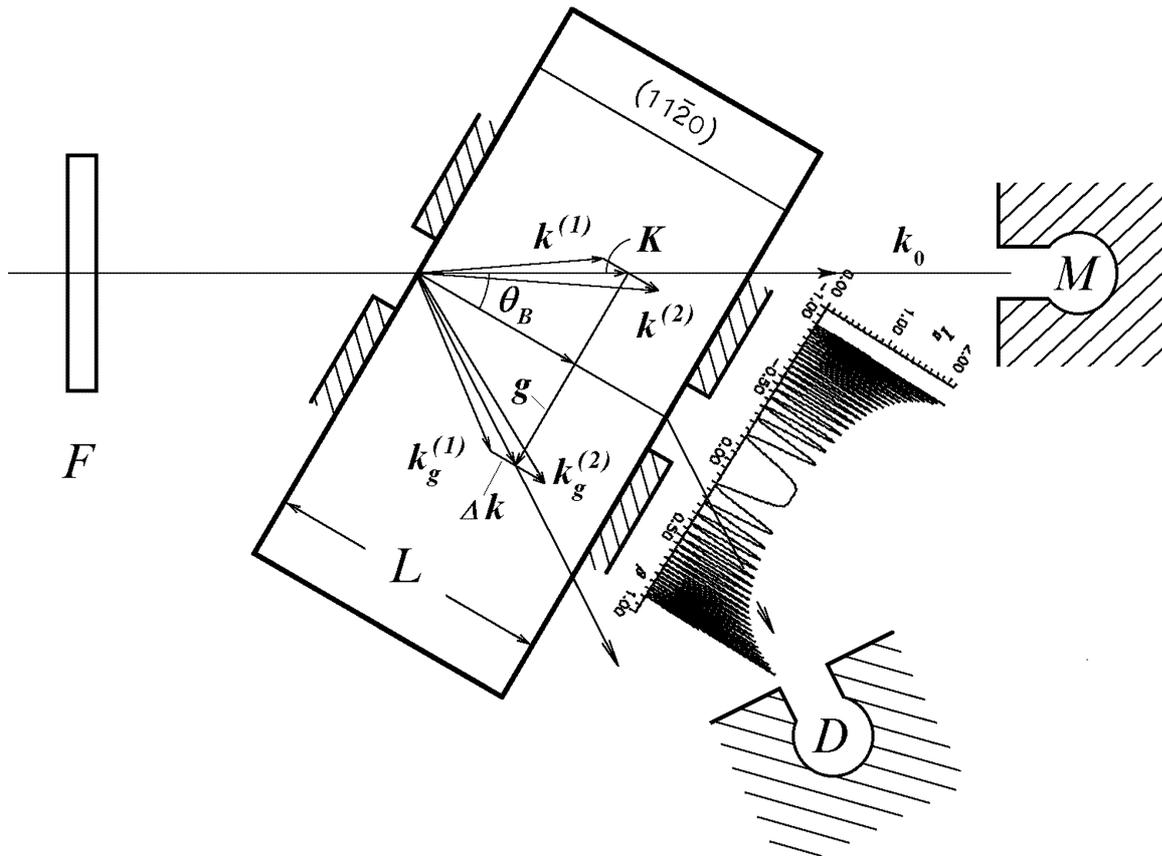


Рис. 2.6.

Схема эксперимента. F — флиппер, D — детектор нейтронов, M — монитор пучка. Размер щелей на входной и выходной гранях кристалла выбран равным ширине центрального максимума в распределении отраженных нейтронов по выходной грани, см. далее рис. 3.3, 3.4.

казаны на рис. 2.7. Они получены изменением брэгговского угла в $(\theta_B - 2\theta_B)$ -сканировании (т.е. поворотом кристалла на некоторый угол и перемещением детектора, чтобы ось кристалл – детектор повернулась на удвоенный угол). По оси абсцисс отложены значения θ_B в условных единицах (1 усл. ед. соответствует $10''$). По оси ординат даны полные интенсивности N (включая фон) при экспозиции 2500 с на точку. Две маятниковые картины соответствуют противоположным поляризациям N^\downarrow и N^\uparrow . Катушечный флиппер F переключает знак поляризации после каждой измеренной точки.

Результаты измерений представлены в табл. 2.3. В первом столбце даны экспериментальные сдвиги фаз $\Delta\varphi_P = \varphi_P(N^\uparrow) - \varphi_P(N^\downarrow)$ для различных положений кристалла (см. столбец примечаний). Если кристалл повернуть на 180° вокруг нормали к входной грани, должен измениться знак $\Delta\varphi_P$. Эксперимент подтвердил это (2-я и 6-я строки табл. 2.3). Во втором столбце табл. 2.3 приведены значения $\Delta\varphi_{\text{норм}}$, нормированные на полностью поляризованный пучок $P = 1$.

Средние величины $|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{\text{exp}}|$ и среднеквадратичные погрешности для двух кристаллов равны

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{\text{exp}}|_{L_1} = (34, 3 \pm 5, 1)^\circ$$

и

$$|\Delta\varphi_{11\bar{2}0}^{\text{exp}}|_{L_2} = (46 \pm 11)^\circ,$$

откуда, используя (2.42), находим

$$E_{11\bar{2}0}^{\text{exp}(L_1)} = (1, 8 \pm 0, 3) \cdot 10^8 \text{ В/см}$$

и

$$E_{11\bar{2}0}^{\text{exp}(L_2)} = (1, 7 \pm 0, 4) \cdot 10^8 \text{ В/см.}$$

Окончательный результат по этим двум пластинам кварца такой:

$$E_{11\bar{2}0}^{\text{exp}} = (1, 8 \pm 0, 2) \cdot 10^8 \text{ В/см.} \quad (2.53)$$

На этой же установке (рис. 2.6) на пластине толщиной $L=1,14$ см были дополнительно проведены измерения при трех ориентациях спина нейтрона: $\Theta = 0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Пучок поляризованных нейтронов ($P \approx 0,8$ при $\lambda \approx 2\text{\AA}$) также дифрагировал по Лауэ на плоскостях $(11\bar{2}0)$ естественного кварца, нормальных входной и выходной граням

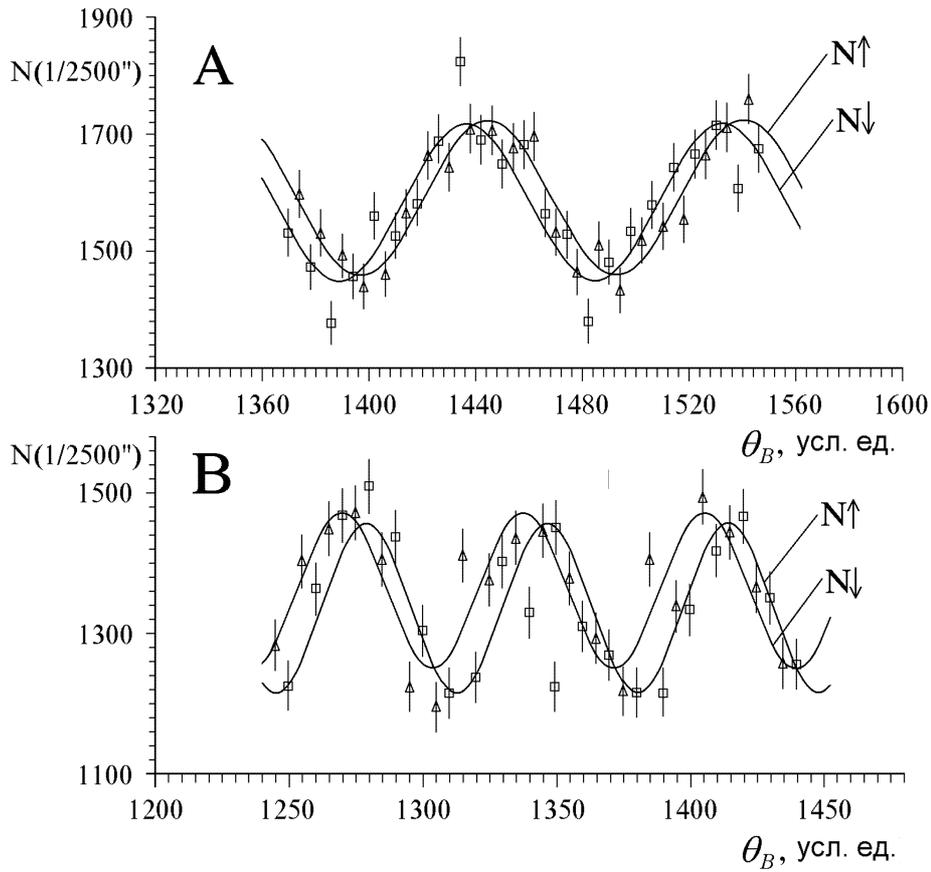


Рис. 2.7.

Экспериментальные маятниковые кривые для двух противоположных поляризаций нейтрона N^\uparrow и N^\downarrow . Кристалл α -кварца толщиной $L_1 = 0,80$ см (А), $L_2 = 1,14$ см (В), рабочая система плоскостей $(11\bar{2}0)$. Одна условная единица соответствует изменению угла Брэгга на $10''$. Представлено около $1/4$ накопленной статистики.

Таблица 2.3. Экспериментальные величины сдвига фаз маятниковой картины.

$\Delta\varphi_P$	$\Delta\varphi_{\text{норм}}$	Примечания
$L_1 = 0,80$ см		
$(+27,0 \pm 7,1)^\circ$	$(+36,0 \pm 9,5)^\circ$	$P = 0,75 \pm 0,05$
$(-25,1 \pm 5,2)^\circ$	$(-33,5 \pm 6,9)^\circ$	$P = 0,75 \pm 0,05$ Кристалл повернут на 180° относительно нормали к большой грани
$(+26,8 \pm 9,5)^\circ$	$(+34 \pm 12)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$ Кристалл возвращен в исходное положение
$(+0,7 \pm 6,5)^\circ$	—	$P = 0$ Контрольный опыт с шимом
$L_2 = 1,14$ см		
$(+28,2 \pm 6,2)^\circ$	$(+35,3 \pm 7,8)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$
$(-45,6 \pm 6,1)^\circ$	$(-57,0 \pm 7,6)^\circ$	$P = 0,80 \pm 0,05$ Кристалл повернут на 180° относительно нормали к большой грани

пластины. Переворот спина осуществлялся при каждом значении угла Брэгга θ_B . На рис. 2.8 показаны маятниковые картины, соответствующие противоположным направлениям спина N^\uparrow и N^\downarrow при $\Theta = 0^\circ, 45^\circ$ и 90° . Эти ориентации соответствуют максимальному ($\Theta = 0^\circ$), нулевому ($\Theta = 90^\circ$) и промежуточному ($\Theta = 45^\circ$) ожидаемому сдвигу фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона.

Результаты измерений представлены на рис. 2.9 и в таблице 2.4. 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 $P = 1$.

Измеренные сдвиги $\Delta\varphi$ позволяют определить экспериментальную величину электрического поля, воздействующего на дифрагирующий нейтрон в кварце:

$$\bar{E}_{11\bar{2}0} = (2, 27 \pm 0, 15) \cdot 10^8 \text{ В/см.}$$

С учетом предыдущего результата (2.53) окончательное усредненное экспериментальное значение таково:

$$\bar{E}_{11\bar{2}0} = (2, 10 \pm 0, 12(0, 23)) \cdot 10^8 \text{ В/см,} \quad (2.54)$$

в скобках — внешняя средняя квадратичная ошибка, вычисленная из разброса результатов отдельных измерений.

Полученная экспериментальная величина (2.54) находится в хорошем согласии с полученным выше теоретическим значением электрического поля (см. табл. 2.1).

Кривая на рис. 2.9 соответствует расчетному значению $E_{11\bar{2}0} = 2, 03 \cdot 10^8 \text{ В/см}$, вычисленному из табличных характеристик кварца. Как видно из рисунка, расчет правильно описывает величину и зависимость эффекта от ориентации спина нейтрона (угол Θ).

Таблица 2.4. Экспериментальные величины сдвига фаз маятниковой картины $\Delta\varphi(\Theta)$ при разных ориентациях спина относительно направления швингеровского магнитного поля в кристалле (угол Θ).

Θ	$\Delta\varphi_P^\circ$ эксп.	$\Delta\varphi_{(P=1)}^\circ$
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

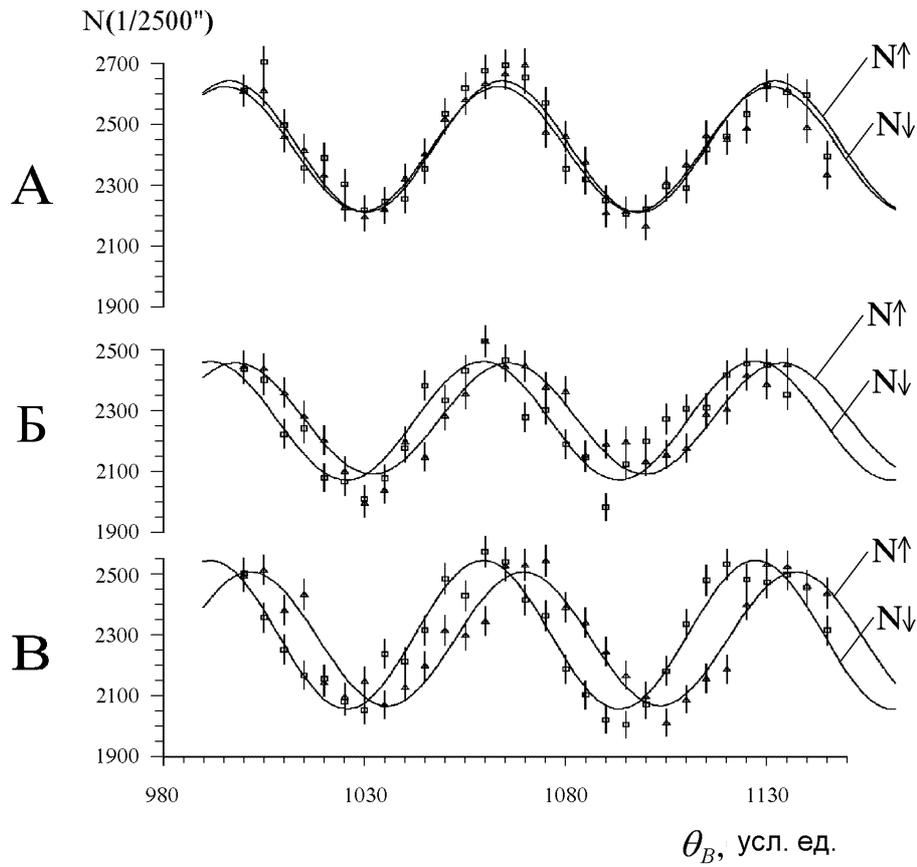


Рис. 2.8.

Экспериментальные маятниковые кривые для двух противоположных направлений спина нейтрона $N\uparrow$ и $N\downarrow$ при разных ориентациях спина относительно направления швингеровского магнитного поля в кристалле (угол Θ): А) $\Theta = 90^\circ$, Б) $\Theta = 45^\circ$, В) $\Theta = 0^\circ$.

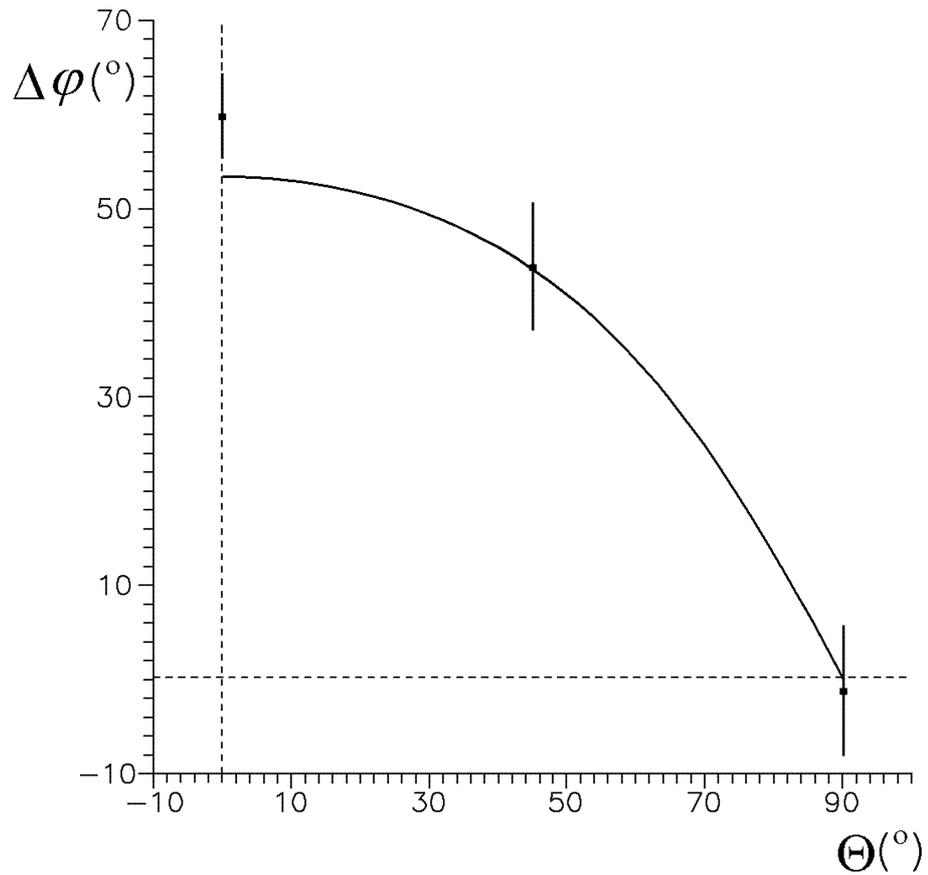


Рис. 2.9.

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 расчетному значению $E_{11\bar{2}0} = 2,03 \cdot 10^8$ В/см, вычисленному из табличных характеристик кварца.

Заметим, что измеренное нулевое смещение маятниковой фазы при перевороте спина в направлении, параллельном электрическому полю (рис. 2.8А), можно трактовать как предварительное грубое измерение ЭДМ, свидетельствующее об отсутствии ЭДМ на уровне $\sim 10^{-20}$ е·см.

Глава 3

О возможности поиска ЭДМ нейтрона по смещению маятниковой фазы при дифракции в нецентросимметричном кристалле

3.1 Двухволновая дифракция. Общий случай

В общем виде блоховские функции $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ нейтрона (решение системы (2.30)) можно записать следующим образом:

$$\psi^{(1)} = \cos \gamma e^{i\mathbf{k}^{(1)} \mathbf{r}} + \sin \gamma e^{i\mathbf{k}_g^{(1)} \mathbf{r}}, \quad (3.1)$$

$$\psi^{(2)} = -\sin \gamma e^{i\mathbf{k}^{(2)} \mathbf{r}} + \cos \gamma e^{i\mathbf{k}_g^{(2)} \mathbf{r}}, \quad (3.2)$$

где $\operatorname{tg} 2\gamma = |U_g|/\Delta_g \equiv 1/w = \gamma_B/\omega$; $0 < \gamma < \pi/2$; $\mathbf{k}_g^{(1,2)} = \mathbf{k}^{(1,2)} + \mathbf{g}$ (напомним, что размерный и безразмерный параметры отклонения от условия Брэгга: Δ_g и w , а также угловая брэгговская полуширина γ_B определены в разделе 2.3). Волновые вектора $\mathbf{k}^{(1)}$ и $\mathbf{k}^{(2)}$ принадлежат различным ветвям дисперсионной поверхности, уравнение которой (2.31) можно представить в виде

$$k^{(1,2)2} = K^2 - \Delta_g \pm \sqrt{\Delta_g^2 + |U_g|^2}. \quad (3.3)$$

Распределение плотности нейтронов в кристалле в этих состояниях определяется $|\psi^{(1)}|^2$ и $|\psi^{(2)}|^2$:

$$|\psi^{(1)}|^2 = 1 + \sin \gamma \cdot \cos \mathbf{g} \mathbf{r} = 1 + \frac{\cos \mathbf{g} \mathbf{r}}{\sqrt{1 + w^2}}, \quad (3.4)$$

$$|\psi^{(2)}|^2 = 1 - \sin \gamma \cdot \cos \mathbf{g}\mathbf{r} = 1 - \frac{\cos \mathbf{g}\mathbf{r}}{\sqrt{1+w^2}}. \quad (3.5)$$

Из выражений (3.4), (3.5) следует, что степень концентрации нейтронов на "ядерных" плоскостях и между ними в состояниях (1) и (2) определяется величиной $1/\sqrt{1+w^2}$, зависящей от параметра отклонения от условия Брэгга. Среднее электрическое поле, действующее на нейтрон в этих состояниях, пропорционально этой же величине. Действительно, используя выражение для электрического поля системы плоскостей (2.9), нетрудно получить

$$\langle \psi^{(1)} | \mathbf{E}(\mathbf{r}) | \psi^{(1)} \rangle = -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E}(\mathbf{r}) | \psi^{(2)} \rangle = \frac{\mathbf{E}_g}{\sqrt{1+w^2}} = \frac{\mathbf{g}v_g^E \sin \Delta\phi_g}{\sqrt{1+w^2}}. \quad (3.6)$$

При $w \gg 1$ поле будет пропорционально $1/w$, как следует из теории возмущений, см. выражение (2.27).

Интенсивности прямой и отраженной волн в состояниях (1) и (2) определяются величиной

$$\cos^2 \gamma = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\Delta_g}{\sqrt{\Delta_g^2 + |U_g|^2}} \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{w}{\sqrt{1+w^2}} \right].$$

В случае падения плоской нейтронной волны на кристалл в симметричной схеме Лауэ (граница кристалла перпендикулярна отражающим плоскостям) волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ возбуждаются в кристалле с амплитудами $\cos \gamma$ и $\sin \gamma$, соответственно [51]. Соответствующие точки (например, 1 и 2) дисперсионной поверхности показаны на рис. 2.3. Интерференция волн различного типа (из-за небольшой разницы $\Delta k = |\mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}|$) приводит к периодической зависимости интенсивностей прямого и отраженного лучей от величины $\phi = \Delta k L$. Волновая функция нейтрона в кристалле при этом будет иметь вид:

$$\psi = e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \left(\cos \frac{\Delta k z}{2} + i \cos 2\gamma \sin \frac{\Delta k z}{2} \right) + i e^{i\mathbf{K}_g\mathbf{r}} \sin 2\gamma \sin \frac{\Delta k z}{2}. \quad (3.7)$$

В результате для интенсивностей прямой I_0 и отраженной I_g волн, прошедших через кристалл, будем иметь

$$I_g = \frac{1}{1+w^2} \sin^2 \frac{\phi}{2}, \quad (3.8)$$

$$I_0 = 1 - I_g.$$

Для величины ϕ из уравнения дисперсионной поверхности (3.3) следует выражение:

$$\phi = \frac{2|V_g|L}{\hbar v_{\parallel}}(1 + w^2)^{1/2}. \quad (3.9)$$

При дифракции расходящегося нейтронного пучка (сферической волны) на достаточно толстом кристалле будут интерферировать только волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, которые когерентно возбуждаются с противоположными значениями параметров отклонения $\Delta_g^{(1)} = -\Delta_g^{(2)}$ (точки 1', 2 и 1, 2' на рис. 2.3), так как "траектории Като" (определяемые направлениями плотностей токов вероятности [70]) для них пересекаются на выходной поверхности кристаллов, что обеспечивает перекрытие волновых пакетов. Плотности токов вероятности нейтронов в ветвях пропорциональны средним импульсам, т.е.

$$\mathbf{j}^{(1)} \sim \cos^2 \gamma \mathbf{K} + \sin^2 \gamma (\mathbf{K} + \mathbf{g}), \quad (3.10)$$

$$\mathbf{j}^{(2)} \sim \sin^2 \gamma \mathbf{K} + \cos^2 \gamma (\mathbf{K} + \mathbf{g}). \quad (3.11)$$

Их направления нормальны соответствующим точкам дисперсионной поверхности, см. рис. 2.3.

Вычисление фазы маятниковой картины ϕ при помощи уравнения (3.3) приводит в этом случае к результату [52, 70]:

$$\phi = \frac{2|V_g|L}{\hbar v_{\parallel} \sqrt{1 + w^2}} = \frac{2m_0 c_0 L}{\sqrt{1 + w^2}}. \quad (3.12)$$

Мы ввели в (3.12) обозначения Като [70]: $m_0 = |U_g|/g$ и $c_0 = \text{tg } \theta_B$.

Если угловая расходимость падающего пучка нейтронов больше, чем брэгговская полуширина γ_B , то угловые распределения интенсивностей отраженной I_g и прямой I_0 волн на выходной поверхности кристалла будут иметь вид [52, 70], см. рис. 3.1, 3.2 (приближение сферической волны):

$$I_g(w) = \frac{1}{1 + w^2} \sin^2(\phi/2), \quad (3.13)$$

$$I_0(w) = \left[1 + \frac{w^2}{1 + w^2} \right] \cos^2(\phi/2), \quad (3.14)$$

где ϕ находится из выражения (3.12).

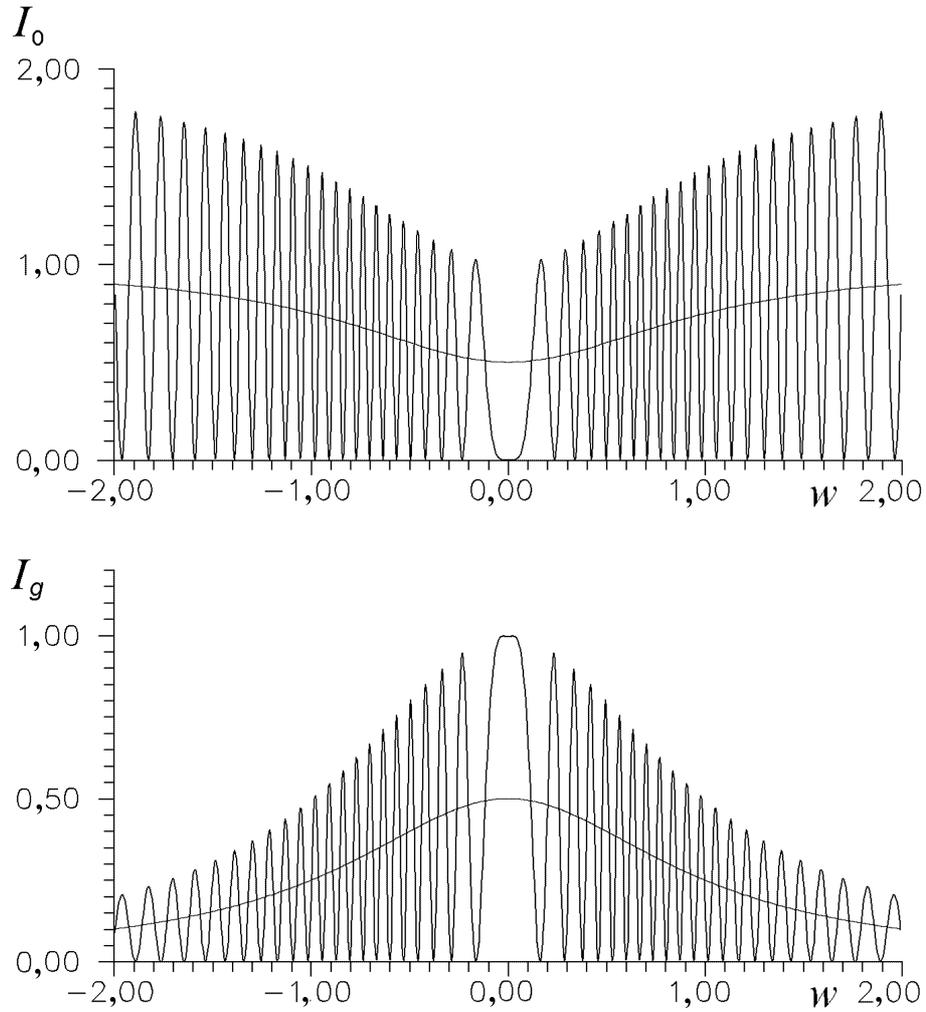


Рис. 3.1.

Угловое распределение интенсивности в прямом и отраженном дифрагированных пучках для падающего на кристалл α -кварца монохроматического расходящегося пучка с постоянной угловой плотностью. Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$, $m_0c_0L=120$ ($w = \omega/\gamma_B$, ω — угол отклонения от прямого либо отраженного брэгговских направлений).

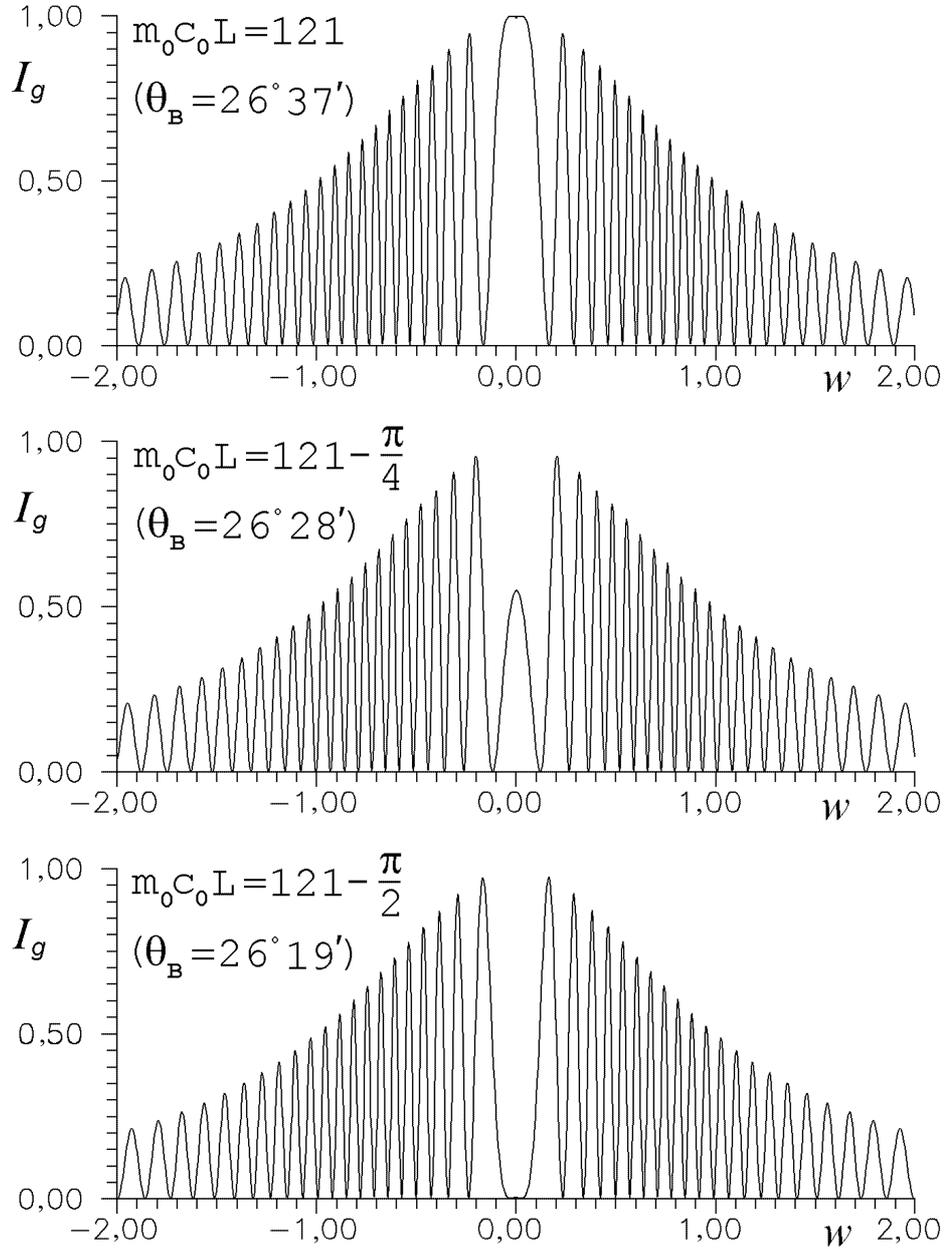


Рис. 3.2.

Угловые распределения интенсивности в отраженном пучке нейтронов при разных углах θ_B . Начало координат соответствует брэгговскому направлению. Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Изменения интенсивности в центре есть маятниковые осцилляции с угловым периодом (по углу Брэгга) $\Delta\theta_B^\xi$.

Удобно также использовать другую величину, характеризующую отклонение от условия Брэгга, а именно: $\beta = v_0/c_0$, где $c_0 = \operatorname{tg} \theta_B$, $v_0 = \operatorname{tg} \theta$, θ — угол между направлением траектории Като и кристаллографической плоскостью ($\theta = 0$ соответствует точному выполнению условия Брэгга). Эта величина связана с w следующим образом:

$$\beta = \frac{w}{\sqrt{1+w^2}} \quad (3.15)$$

и представляет собой отношение расстояния (в направлении \mathbf{g}) между точками входа и выхода нейтрона из кристалла Lv_0 к полуширине основания треугольника Бормана на выходной грани кристалла Lc_0 . Таким образом, распределения по β интенсивностей прямого или отраженного дифрагированных пучков определяют распределения интенсивностей этих пучков по выходной грани кристалла (если падает узкий монохроматический пучок с угловой расходимостью, превосходящей брэгговскую ширину). Для отраженного пучка, например, это распределение имеет вид [52] (см. рис. 3.3–3.5):

$$I_g(\beta) = \frac{\sin^2[m_0c_0L\sqrt{1-\beta^2}]}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (3.16)$$

На рис. 3.4 представлено рассчитанное распределение интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной поверхности кристалла, который был использован в одном из экспериментов, описанных в предыдущей главе, по измерению внутрикристаллических электрических полей. Соответствующее экспериментально измеренное (с шириной канала, превосходящей период быстрых осцилляций) распределение приведено на рис. 3.5.

Период маятниковых осцилляций определяется условием

$$\Delta\phi = 2\pi, \quad (3.17)$$

поэтому для периода по брэгговскому углу θ_B будем иметь

$$\Delta\theta_B^\xi = \frac{\pi\sqrt{1+w^2}}{m_0L(1+c_0^2)}. \quad (3.18)$$

Пространственный период ξ (длина экстинкции) маятниковых биений (при точном выполнении брэгговского условия $w = 0$) равен

$$\xi_g = \frac{\pi}{m_0c_0}. \quad (3.19)$$

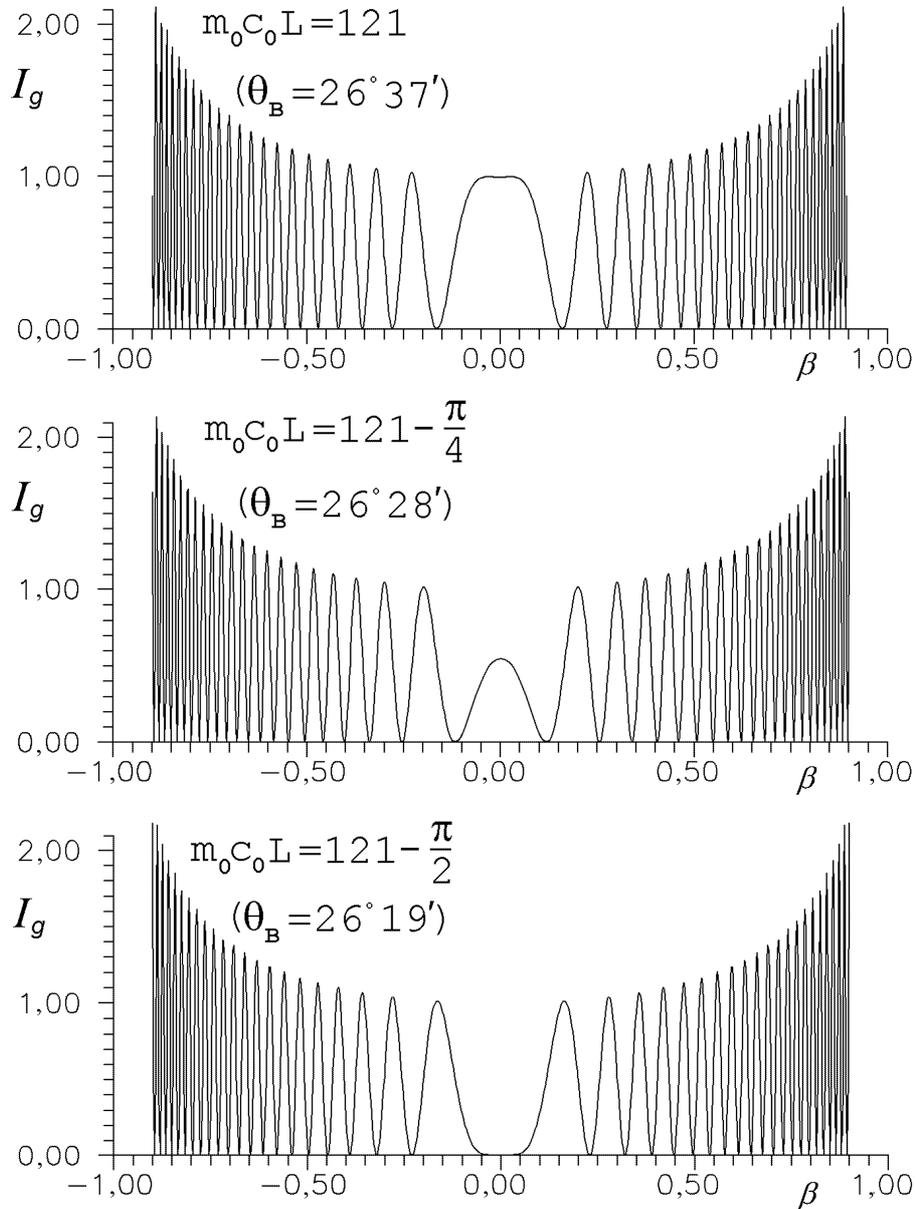


Рис. 3.3.

Распределения интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла при разных углах θ_B . Плоскость $(11\bar{2}1)$, $L=0,5$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Изменения интенсивности в центре — те же маятниковые осцилляции с угловым периодом $\Delta\theta_B^\xi$. Выходная щель кристалла, равная ширине главного максимума, приводит к максимальной глубине модуляции интенсивности дифрагированного пучка (т.е. к максимальному контрасту маятниковой картины).

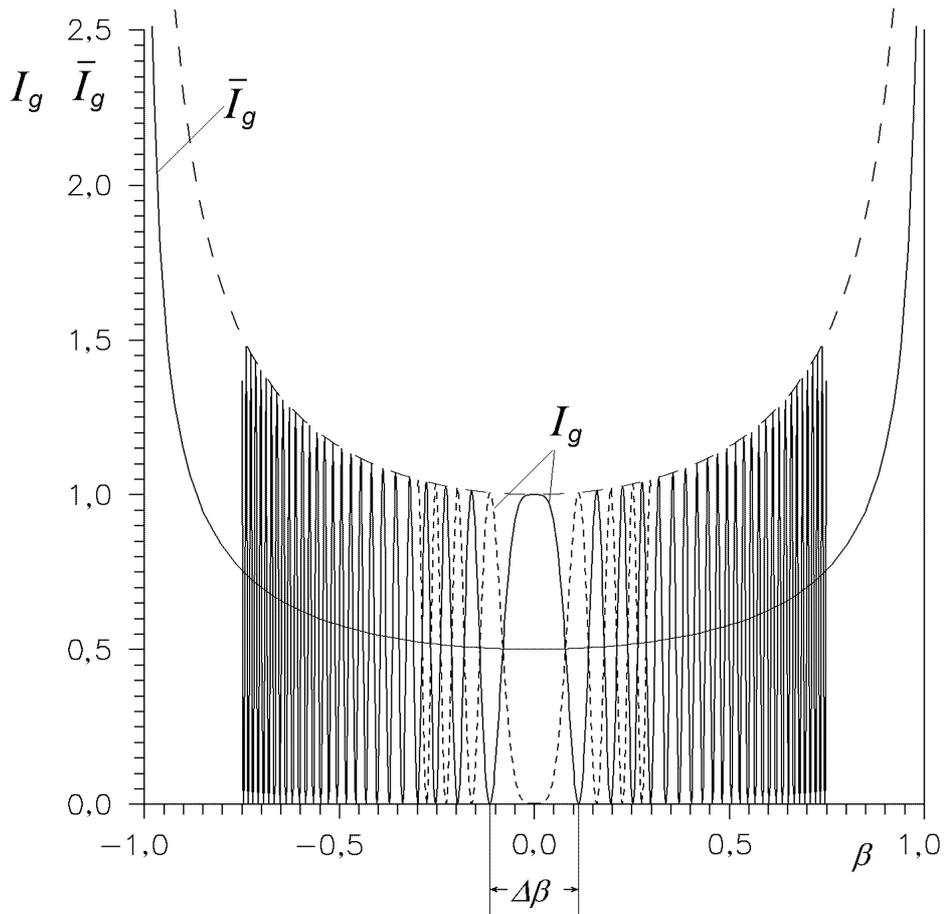


Рис. 3.4.

Распределения интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла, использованного в эксперименте, при двух углах θ_B . Плоскость $(11\bar{2}0)$, $L=0,8$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Ширина выходной щели кристалла выбрана равной ширине главного максимума ($\approx 0,06$ см).

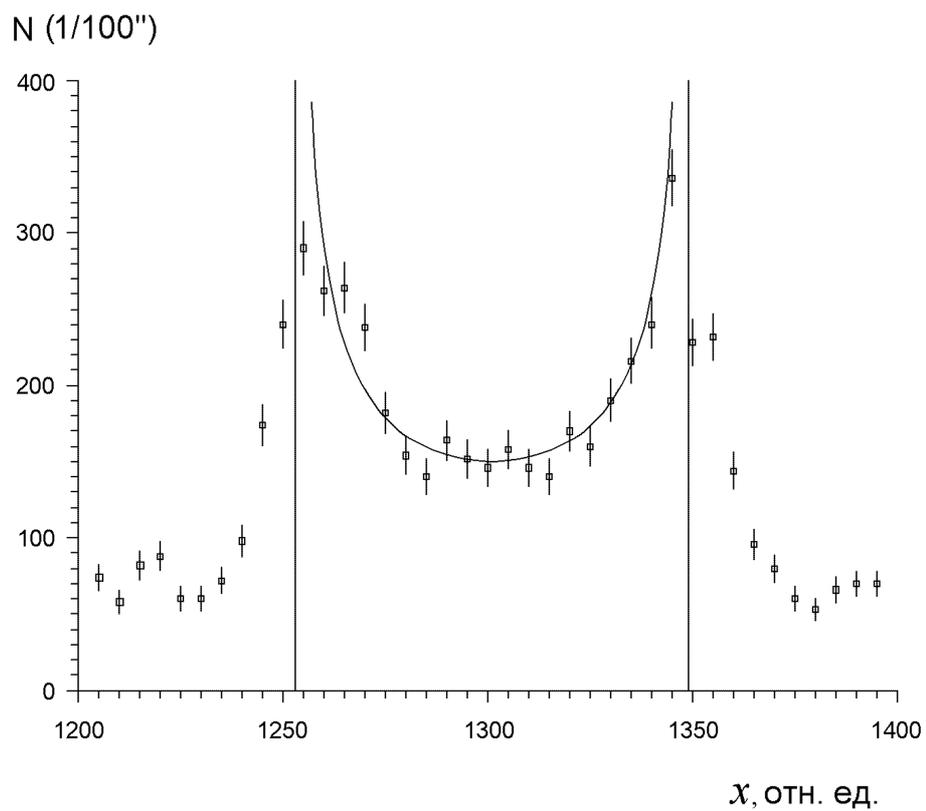


Рис. 3.5.

Экспериментально измеренное распределение интенсивности отраженного пучка нейтронов по выходной грани кристалла. Плоскость $(11\bar{2}0)$, $L=0,8$ см, $\lambda = 2\text{\AA}$. Быстрые осцилляции усреднились большой ($\sim 0,2$ см) шириной канала. 100 отн. ед. соответствуют $\simeq 0,75$ см. Полная ширина "палатки Бормана" $\simeq 0,7$ см.

Удобно также переписать выражение для угловой брэгговской полуширины в обозначениях Като:

$$\gamma_B = \frac{m_0 c_0 d}{\pi} = \frac{d}{\xi_g}. \quad (3.20)$$

В дальнейшем будет рассматриваться случай с $c_0 \cong \tilde{\theta}_B^{-1} \gg 1$, $Lc_0 \gg l$ (l — размер кристалла вдоль \mathbf{g}). При этом для всех дифрагирующих нейтронов выполняется условие $\beta \sim w \ll 1$, поскольку $w_{max} = l/Lc_0 \ll 1$. Некоторые величины, характеризующие дифракцию нейтронов на кристалле α -кварца, приведены в таблице 3.1 для $L = 5$ см, $c_0 \cong \tilde{\theta}_B^{-1} = 30$.

Из выражений (2.17) и (2.41) следует, что в результате электромагнитного взаимодействия нейтрона возникает добавочная разность между волновыми векторами $\mathbf{k}^{(1)}$ и $\mathbf{k}^{(2)}$, которая зависит от направления спина нейтрона и приводит к добавочной фазе маятниковой картины $\Delta\phi^{EM}$. Для фиксированного направления спина при точном выполнении условия Брэгга $\Delta\phi^{EM}$ имеет вид (см.(3.12)):

$$\Delta\phi^{EM} = \Delta\phi_{EM}^{(1)} - \Delta\phi_{EM}^{(2)} = -\frac{2[(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}_g^S) + (D\mathbf{E}_g)]L}{\hbar v_{\parallel}}. \quad (3.21)$$

Для спина нейтрона, направленного параллельно магнитному полю \mathbf{H}_g^S , сдвиг маятниковой фазы в результате переворота спина будет определяться выражением (2.42). Напомним его:

$$\Delta\varphi^S = \Delta\phi_+^S - \Delta\phi_-^S = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = g_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}. \quad (3.22)$$

Это выражение отражает следующее важное обстоятельство: величина $\Delta\phi^S$ не зависит от длины волны (или от угла Брэгга), а определяется исключительно характеристиками кристалла.

Когда спин параллелен электрическому полю \mathbf{E}_g , для соответствующего сдвига фазы, обусловленного наличием ЭДМ нейтрона, получим

$$\Delta\varphi^D = \frac{4DE_g L}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{4DE_g L}{\hbar v_{\perp}} \operatorname{tg} \theta_B. \quad (3.23)$$

Величина $\Delta\varphi^D$ возрастает с увеличением угла Брэгга θ_B как $c_0 = \operatorname{tg} \theta_B$ и формально становится неограниченной при $\theta_B = \pi/2$.

Таблица 3.1. Некоторые величины, характеризующие дифракцию нейтронов в кристалле α -кварца для ряда систем кристаллографических плоскостей ($L = 5$ см, $c_0 = \tilde{\theta}_B^{-1} = 30$).

$hk\bar{m}l$	11 $\bar{2}$ 1	1 $\bar{3}$ 21	14 $\bar{5}$ 2	13 $\bar{4}$ 3	11 $\bar{2}$ 0
m_0 , см $^{-1}$	483	222,5	75,45	13,4	675
$\Delta\theta_B^\xi$	0,3''	0,6''	1,8''	10''	0,2''
ξ_g , мкм	2,2	4,7	14	78	1,55
$\lambda = 2d$, Å	4,47	3,08	1,76	1,98	4,91
γ_B	20,6''	6,5''	1,3''	0,25''	31,6''
$10^{-8}E_g$, В/см	-2,28	-1,85	1,84	-1,35	-2,03
$10^7 m_0^D$, 1/см	3,86	2,19	1,25	1,03	3,83
Γ_φ	0,027''	0,018''	0,011	0,012''	0,029''

Выражения (3.22) и (3.23) имеют простой физический смысл. Нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, двигаясь в кристалле со скоростью v_{\parallel} вдоль кристаллографических плоскостей, находятся под воздействием электрических полей $\pm E_g$, соответственно. В системе отсчета, связанной с нейтроном, его добавочная фаза, обусловленная электромагнитным взаимодействием, есть

$$\Delta\phi^{(1,2)} = \pm\omega t,$$

где

$$\omega = -(\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}_g^S + \mathbf{D}\mathbf{E}_g)/\hbar$$

и $t = L/v_{\parallel}$ — время прохождения нейтрона через кристалл. Разность

$$(\Delta\phi^{(2)} - \Delta\phi^{(1)}) = -2\omega L/v_{\parallel}$$

определяет добавочную фазу маятниковой картины для определенной ориентации спина. Поэтому изменение направления спина, параллельного \mathbf{H}_g^S , приводит к сдвигу фазы $4\mu H_g^S L/\hbar v_{\parallel}$, который совпадает с (3.22). Величина $\Delta\varphi^S$ не зависит от скорости нейтрона (и поэтому от энергии, от угла Брэгга и длины волны нейтрона λ), так как поле H_g^S само пропорционально скорости v_{\parallel} .

С другой стороны, сдвиг фазы $\Delta\varphi^D$ определяется временем прохождения нейтрона через кристалл $t = L/v_{\parallel}$ и поэтому пропорционален $\text{tg } \theta_B$, поскольку $v_{\parallel} = v_{\perp}/\text{tg } \theta_B$.

Отсутствие зависимости $\Delta\varphi^S$ от угла Брэгга θ_B , в принципе, можно использовать для исключения вклада в $\Delta\varphi$ от швингеровского взаимодействия, например, путем измерения $\Delta\varphi$ при двух различных углах θ_B .

В случае, когда $\tilde{\theta}_B \ll 1$, имеем $\text{tg } \theta_B \approx 1/\tilde{\theta}_B$ и $v_{\parallel} \cong v_{\perp} \tilde{\theta}_B$, поэтому, используя для измерений углы $\tilde{\theta}_B = 1/10 \div 1/30$, эффект от ЭДМ нейтрона можно увеличить более чем на порядок.

3.2 Ведущее магнитное поле и более точное вычисление сдвигов маятниковых фаз

Чтобы спин нейтрона во время прохождения через кристалл был параллелен или антипараллелен электрическому полю \mathbf{E}_g , необходимо приложить к кристаллу внешнее (ведущее) магнитное поле \mathbf{H}_L . В противном случае спин, например, первоначально параллельный \mathbf{E}_g , будет вращаться в швингеровском магнитном поле \mathbf{H}_g^S (так как $\mu H_g^S \gg DE_g$) с частотой $2[(\mu H_g^S)^2 + (DE_g)^2]^{1/2}/\hbar$, не зависящей от ориентации спина, поэтому изменение направления спина не приведет к изменению фазы (см. [66]).

Пусть магнитное поле \mathbf{H}_L направлено вдоль \mathbf{g} (т.е. вдоль электрического поля \mathbf{E}_g) с максимально возможной точностью. Обозначим компоненту магнитного поля, параллельную \mathbf{E}_g , через \mathbf{H}_L^{\parallel} и, перпендикулярную к \mathbf{E}_g , через \mathbf{H}_L^{\perp} ; $H_L^{\parallel} = H_L \cos \alpha$, $H_L^{\perp} = H_L \sin \alpha$, где α — угол между направлениями \mathbf{H}_L и \mathbf{E}_g ($\alpha \ll 1$). Тогда $\mathbf{H}_L = \mathbf{H}_L^{\parallel} + \mathbf{H}_L^{\perp}$ и полное магнитное поле, действующее в кристалле на нейтрон, равно

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_L + \mathbf{H}_S, \quad (\mathbf{H}_S \equiv \pm \mathbf{H}_g^S). \quad (3.24)$$

Здесь различные знаки соответствуют разным типам волновых функций нейтрона (индексы (1), (2) опущены).

Определим поле \mathbf{h} , действующее на нейтрон следующим образом:

$$V^{EM} = -(\mu\mathbf{H} + D\mathbf{E}) \equiv -\mathbf{h}\boldsymbol{\sigma}, \quad (3.25)$$

где

$$\mathbf{h} = \mu\mathbf{H} + D\mathbf{E}, \quad (\mathbf{E} = \pm \mathbf{E}_g). \quad (3.26)$$

Если спин нейтрона параллелен этому полю ($\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{h}$), то добавочная фаза $\Delta\phi_+^{(1,2)}$, связанная с электромагнитным взаимодействием, для соответствующих нейтронных волн будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \Delta\phi_+^{(1,2)} &= -\frac{\hbar_L^{(1,2)}}{\hbar v_{\parallel}} = & (3.27) \\ &= -\frac{\mu H_{tot} L}{\hbar v_{\parallel}} \left[1 \pm \frac{2D E_g H_L}{\mu H_{tot}^2} \cos \alpha \pm \frac{2 H_g^S H_L}{H_{tot}^2} \sin \alpha \cos \beta \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

где

$$H_{tot} = \sqrt{(H_g^S)^2 + H_L^2},$$

β — угол между векторами \mathbf{H}_L^{\perp} и \mathbf{H}_g^S (отсчитывается от направления \mathbf{H}_g^S).

Раскладывая в ряд выражение (3.27), для добавочной разности фаз $\Delta\phi_+ = \Delta\phi_+^{(2)} - \Delta\phi_+^{(1)}$, определяющей смещение маятниковой картины (при $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{h}$) за счет электромагнитного взаимодействия, получим

$$\Delta\phi_+ = \frac{2L}{\hbar v_{\parallel}} \frac{H_L}{H_{tot}} (D E_g \cos \alpha + \mu H_g^S \sin \alpha \cos \beta) (1 + \rho), \quad (3.28)$$

где

$$\rho = \left[\frac{\mu H_{eff}}{\mu H_L} \right]^2 [1 + (H_g^S/H_L)^2]^{-1}, \quad (3.29)$$

$$\mu H_{eff} \equiv D E_g \cos \alpha + \mu H_g^S \sin \alpha \cos \beta.$$

Величина H_g^S , например, при $\theta_B = 1/20$ для плоскости $(11\bar{2}1)$ α -кварца равна 0,1 Гс. Тогда при $\sin \alpha \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ (что при $D = 10^{-25}$ е·см соответствует $D E_g \sim (0, 1 \div 1) \mu H_g^S \sin \alpha$) будем иметь $(H_{eff}/H_g^S)^2 \sim \sin \alpha \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$. Если $H_L \sim 1$ Гс, то величина $\rho \sim (\mu_{eff}/H_L) \sim 10^{-8} \div 10^{-10}$. Пренебрегая ρ , для изменения фазы маятниковой картины $\Delta\varphi$ при перевороте спина, параллельного \mathbf{H}_L , получим

$$\Delta\varphi = \frac{4E_g L}{\hbar [1 + (H_g^S/H_L)^2]^{1/2}} \left[\frac{D \cos \alpha}{v_{\parallel}} + \frac{\mu \sin \alpha \cos \beta}{c} \right]. \quad (3.30)$$

Отметим, что здесь мы еще пренебрегли поправкой, связанной с тем, что направление ведущего поля (и, соответственно, спина нейтрона) не

совпадает с направлениями магнитных полей $\mathbf{H}^{(1)}$ и $\mathbf{H}^{(2)}$. В результате спин в двух различных состояниях нейтрона будет прецессировать внутри кристалла вокруг несколько отличающихся осей (с практически равными частотами), что приводит к уменьшению эффективной поляризации нейтронного пучка ¹.

3.3 Двухкристальная установка. Качественное рассмотрение

Для измерения сдвига фазы маятниковой картины удобно использовать двухкристальную установку (рис. 3.6). Основным достоинством такой схемы является ахроматичность, что позволяет проводить измерения для многих длин волн (углов θ_B) одновременно и тем самым существенно увеличить светосилу. В этом пункте дадим качественное рассмотрение работы такой установки.

Пусть на первый кристалл падают поляризованные нейтроны с непрерывным энергетическим распределением (вблизи $\lambda = 4,4\text{\AA}$) и угловым — в пределах $\Delta\theta_B = 10^{-2} \div 10^{-3} \gg \gamma_B$. На второй кристалл падают в основном только те нейтроны, отраженные первым кристаллом, для которых выполняется условие Брэгга ($w \ll 1$) и условие на фазы маятниковой картины, соответствующее максимумам интенсивности отраженных волн:

$$I_{gn}(1) = \sin^2(m_0^+ c_{0n}^+ L_1) = 1, \quad (3.31)$$

т.е.

$$\phi_n^+ = m_0^+ c_{0n}^+ L_1 = (2n + 1)\pi/2. \quad (3.32)$$

Это условие определяет набор углов $\tilde{\theta}_{Bn}^+ \sim (c_{0n}^+)^{-1}$ (и, соответственно, длин волн) для нейтронов, которые пропускает первый кристалл в дифрагированный пучок. Таким образом, первый кристалл является фазовым сепаратором пучка. При изменении направления спина

¹Эта поправка в общем случае $\sim (H_g^S/H_L)^2$. Но она может быть уменьшена до величины $\sim \rho$ выбором толщины кристалла (или величины поля H_L) так, чтобы угол поворота спина был кратен 2π . В этом случае спин нейтрона на выходной грани кристалла будет снова параллелен H_L для обоих состояний.

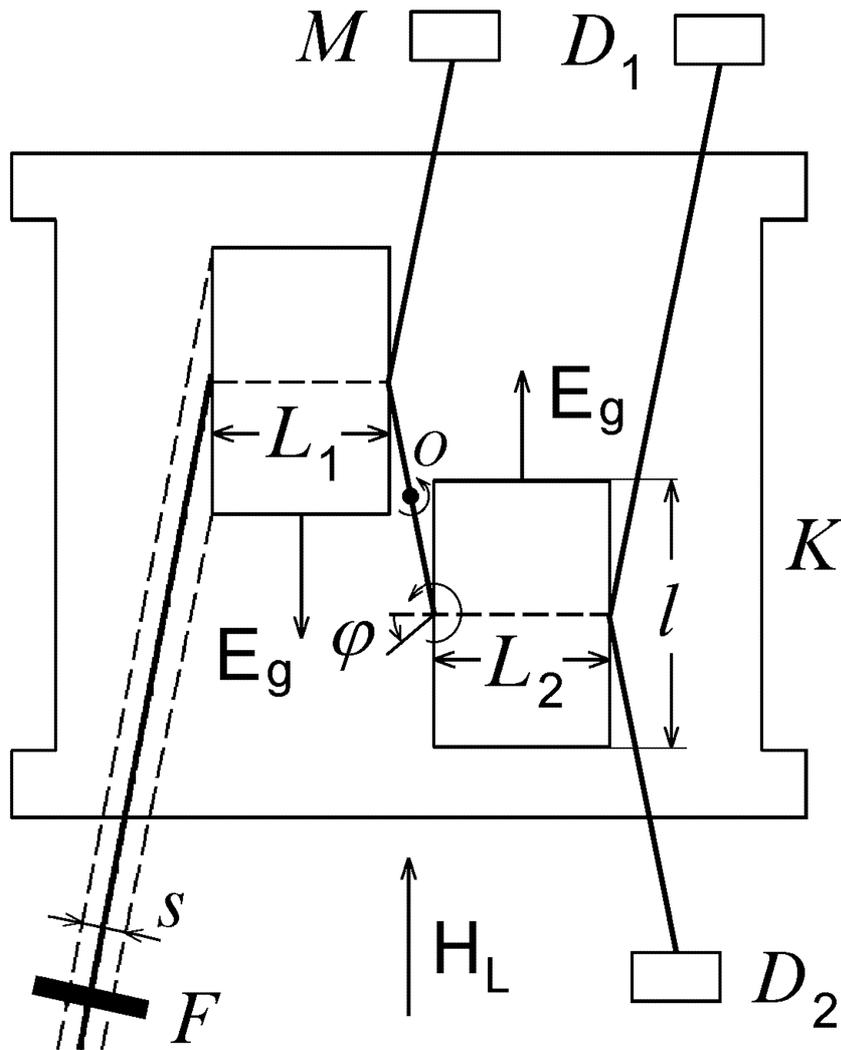


Рис. 3.6.

Возможная схема установки. F — флишер, D_1 , D_2 — детекторы, M — монитор пучка, K — катушка ведущего магнитного поля, s — эффективный размер пучка, "видимый" первым кристаллом. O — ось вращения всей установки.

($\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{E}_g$) полная интенсивность отраженных первым кристаллом нейтронов не изменится, изменится лишь набор углов $\tilde{\theta}_{Bn}^-$ (величин c_{0n}^-), который определится аналогичным (3.32) соотношением. В результате получаем

$$c_{0n}^{\pm} = \frac{\pi(2n+1)}{2m_0^{\pm}L_1}. \quad (3.33)$$

Здесь m_0^{\pm} — массы Като с учетом электромагнитного взаимодействия. Знак \pm относится к нейтронам с противоположными направлениями спинов:

$$m_0^{\pm} = m_0 \pm m_0^{EM}. \quad (3.34)$$

Сдвиг маятниковой фазы, вызванный переворотом спина, будет равен

$$\Delta\phi \equiv 4m_0^{EM}c_0L_1. \quad (3.35)$$

Сравнивая (3.35) и (3.30), можно получить

$$\begin{aligned} m_0^{EM} &= \frac{H_L}{H_{tot}} \frac{E_g}{\hbar v_{\perp}} \left(D \cos \alpha + \mu \frac{v_{\parallel}}{c} \sin \alpha \cos \beta \right) \equiv \\ &\equiv \frac{H_L}{H_{tot}} (m_0^D \cos \alpha + m_0^S \sin \alpha \cos \beta), \end{aligned} \quad (3.36)$$

где m_0^D и m_0^S — массы Като, определяемые соответственно взаимодействиями ЭДМ и магнитного момента нейтрона с межплоскостным электрическим полем.

Второй кристалл является анализатором. При параллельном положении кристаллов, в случае, когда их поля \mathbf{E}_g параллельны, пространственные периоды маятниковых осцилляций (экстинкционные длины) в обоих кристаллах совпадают для всех длин волн независимо от поляризации. Поэтому переворот спина не изменяет интенсивности $I_0(2)$ и $I_g(2)$ прямого и отраженного пучков, протидифрагировавших во втором кристалле.

Чтобы получить чувствительность к направлению спина, нужно электрические поля кристаллов сориентировать антипараллельно ($\mathbf{E}_g(1) \uparrow \downarrow \mathbf{E}_g(2)$). В этом случае переворот спина приведет к противоположным по знаку изменениям длин экстинкции в кристаллах для нейтронов, отраженных первым кристаллом, и в результате к изменению интенсивностей $I_{0,g}(2)$ прямого и отраженного пучков.

Интенсивности $I_g^\pm(2)$ для двух направлений спина имеют вид:

$$I_g^\pm(2) = \sum_n \sin^2(m_0^\pm c_{0n}^\pm L_2) = \sum_n \sin^2 \left[\frac{(2n+1)\pi L_2}{2L_1} \left(1 \pm \frac{2m_0}{m_0}\right) \right]. \quad (3.37)$$

Таким образом, изменение интенсивности $\Delta I_g(2)$ за счет переворота спина будет равно

$$\Delta I_g(2) = \sum_n 2m_0^{EM} c_{0n} L_2 \sin(2m_0 c_{0n} \Delta L), \quad (3.38)$$

где

$$c_{0n} = \frac{(2n+1)\pi}{2m_0 L_1} \cong \tilde{\theta}_B^{-1} \quad (3.39)$$

и $\Delta L = L_2 - L_1$. Из (3.38) следует, что эффект максимален, если $2m_0 c_0 \Delta L = \pi/2, 3\pi/2 \dots$, т.е. (см.(3.19)) для $\Delta L = \xi_g/4, 3\xi_g/4 \dots$. Причем в изменение интенсивности вносит вклад вся область углов θ_B ($\theta_{B0} - \Delta\theta_B/2 \leq \theta_B \leq \theta_{B0} + \Delta\theta_B/2$), для которой выполняется условие $\sin 2m_0 c_{0n} \Delta L \geq 0$. Этот интервал углов

$$\Delta\theta_B \cong (L/2\Delta L)\Delta\theta_B^\xi \quad (L_2 \approx L_1 \equiv L) \quad (3.40)$$

может существенно (в $\sim 10^4$ раз) превышать величину $\Delta\theta_B^\xi$. Данное обстоятельство отражает многоканальность установки, что является очень важным с точки зрения увеличения светосилы прибора по сравнению с однокристалльным вариантом [42, 43].

3.4 Двухкристальная установка. Вычисление интенсивностей

Проведем более точное вычисление интенсивности отраженного вторым кристаллом пучка для случая $\tilde{\theta}_B \ll 1$ и $w \ll 1$. Угловое распределение интенсивности продифрагировавших в первом кристалле нейтронов с заданной длиной волны (т.е. θ_B) и поляризацией ("+" или "-") будет определяться выражением (см.(3.13) и рис. 3.7):

$$I_g^\pm = \sin^2[m_0 c_0 L_1 (1 - \omega^2/2\gamma_B^2)]. \quad (3.41)$$

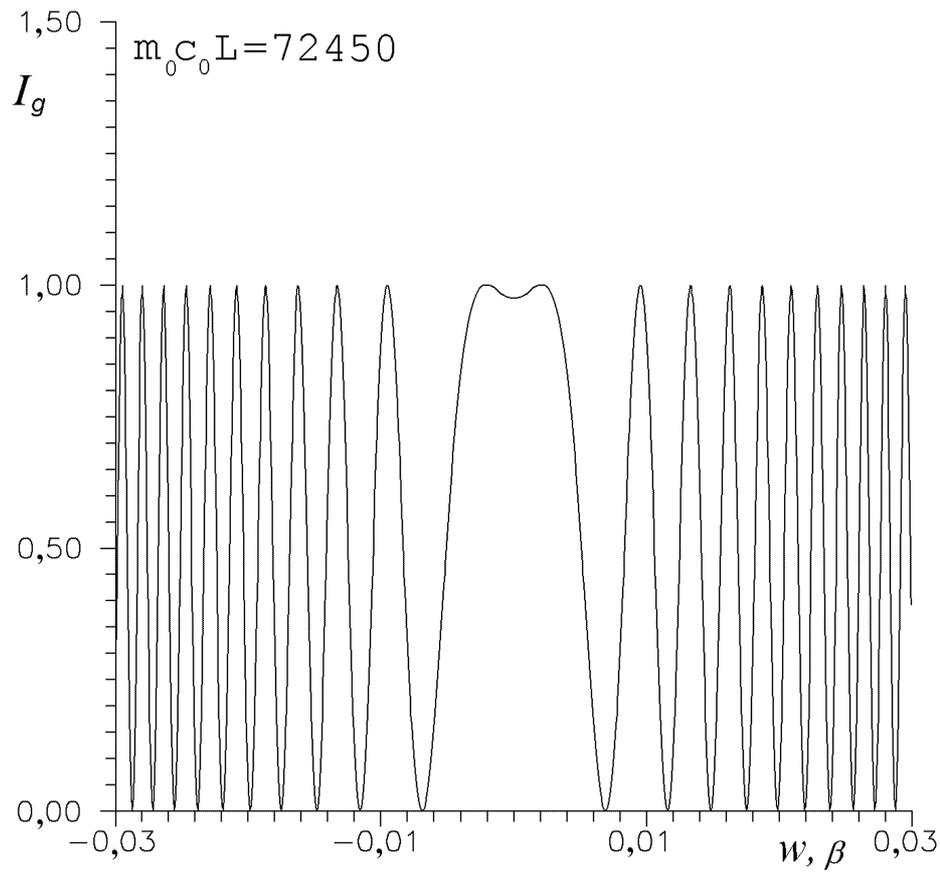


Рис. 3.7.

Угловое распределение пучка дифрагированных нейтронов после первого кристалла ($L = 5$ см, $c_0 = 30$). Оно совпадает с распределением их интенсивности по выходной грани кристалла (для центрального падающего пучка), поскольку $w \approx \beta = x/Lc_0$, где x — расстояние в направлении \mathbf{g} между точками входа и выхода нейтрона из кристалла. Размер рисунка по оси x соответствует полному размеру кристалла $l=10$ см.

Если угол между входными гранями кристаллов (в плоскости дифракции) обозначить через φ , то полная интенсивность нейтронов, отраженных вторым кристаллом, будет²

$$I_g^\pm(2) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} d\omega \sin^2 \left\{ \frac{m_0^\pm L_2}{\tilde{\theta}_B} \left[1 - \frac{(\omega + \varphi)^2}{2\gamma_B^2} \right] \right\} \times \quad (3.42)$$

$$\times \sin^2 \left\{ \frac{m_0^\pm L_1}{\tilde{\theta}_B} \left[1 - \frac{\omega^2}{2\gamma_B^2} \right] \right\} \equiv I_g(2) \pm I_g^{EM}.$$

Пределы интегрирования ω_1, ω_2 в (3.42) определяются размерами кристаллов $L_{1,2}, l$ и положением входа пучка в первый кристалл. Для центрального пучка и размеров кристаллов L и $l = 2L$ будем иметь: $\omega_1 = -\gamma_B \theta_B$, $\omega_2 = \gamma_B \theta_B - |\varphi|$. Тогда, пренебрегая быстро осциллирующими членами (они исчезают при дальнейшем интегрировании по λ), получим

$$I_g(2) = \frac{1}{4} (2\gamma_B \tilde{\theta}_B - |\varphi|) \left[1 + \frac{1}{2} \cos \left[\frac{2m_0 \Delta L}{\tilde{\theta}_B} \right] \frac{\sin X}{X} \right], \quad (3.43)$$

где

$$X = \frac{2m_0 L_2 \varphi}{\gamma_B} = \frac{2\pi L_2 \varphi}{c_0 d}. \quad (3.44)$$

Изменение интенсивности отраженных вторым кристаллом нейтронов при перевороте спина ($\Delta I_g = I_g^- - I_g^+ \equiv 2I_g^{EM}$) будет равно:

$$\Delta I_g = \frac{1}{2} (2\gamma_B \tilde{\theta}_B - |\varphi|) \frac{2m^{EM} L}{\tilde{\theta}_B} \sin \left[\frac{2m_0 \Delta L}{\tilde{\theta}_B} \right] \frac{\sin X}{X}. \quad (3.45)$$

Выражения (3.43), (3.45) имеют резкий максимум (или минимум, в зависимости от величины $\Delta L / \tilde{\theta}_B$) по φ при $\varphi = 0$ с угловой шириной Γ_φ (см. рис. 3.8–3.11 и табл. 3.1):

$$\Gamma_\varphi = \frac{c_0 d}{L_2} \ll \gamma_B. \quad (3.46)$$

Поэтому в (3.43), (3.45) мы пренебрегли членами $\varphi / \gamma_B \tilde{\theta}_B$ и $L\varphi^2 / \gamma_B^2 \Delta L$.

²Теория двухкристалльного рентгеновского спектрометра в плосковолновом приближении дана в [71].

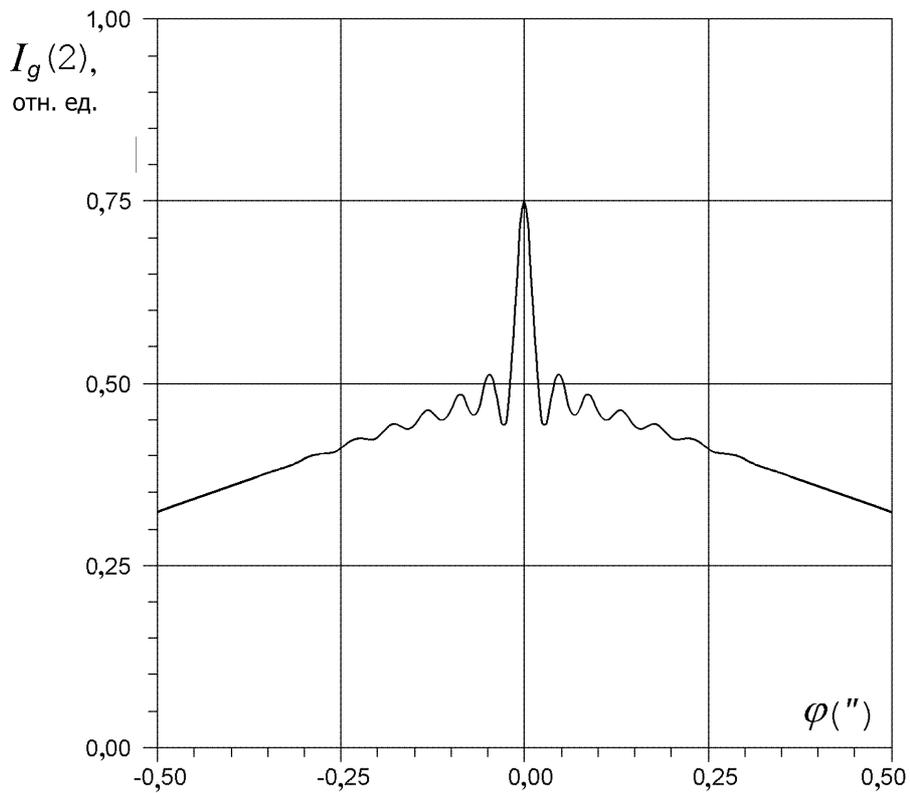


Рис. 3.8.

Зависимость полной интенсивности $I_g(2)$ от угла φ для почти монохроматического пучка ($\Delta\theta_B \approx 10^{-4}$) при значении $c_0 = 40$. Получена численным интегрированием выражения (3.42). Аналитическое выражение (3.43) дает практически совпадающий результат. $L = 5$ см, $l = 10$ см, $\Delta L = 1,6 \cdot 10^{-4}$ см.

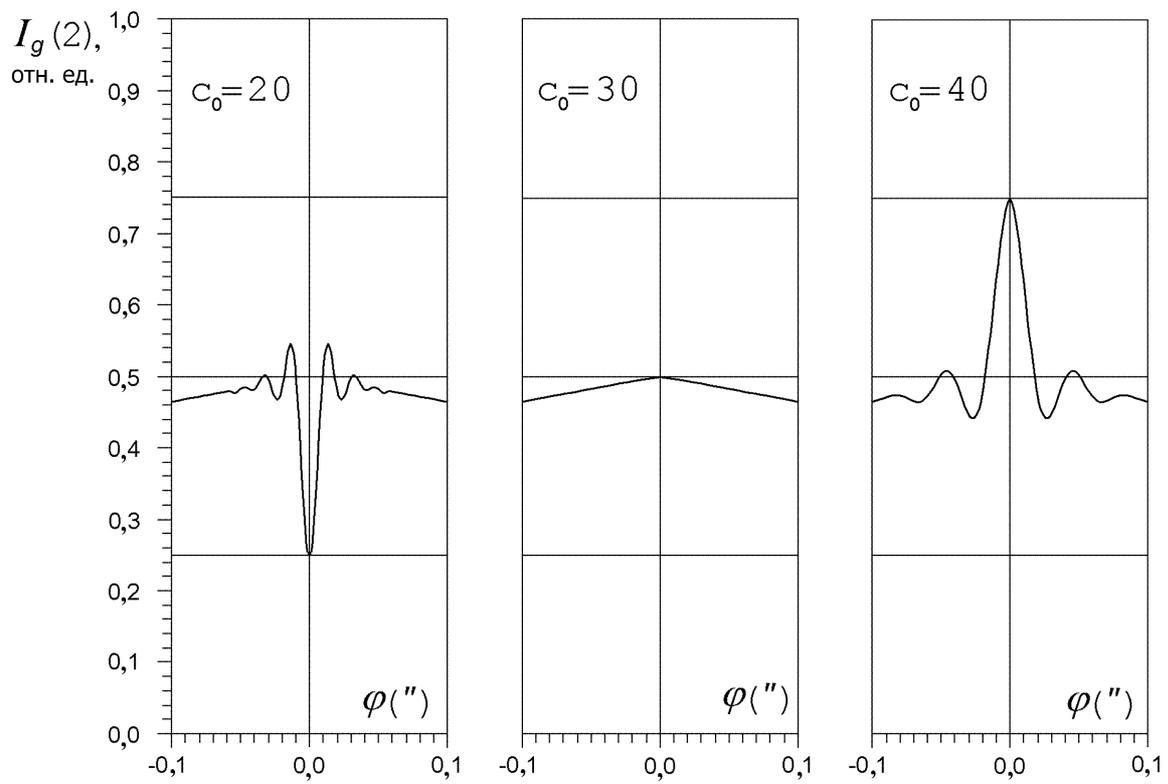


Рис. 3.9.

То же, что на рис. 3.8, при разных значениях c_0 .

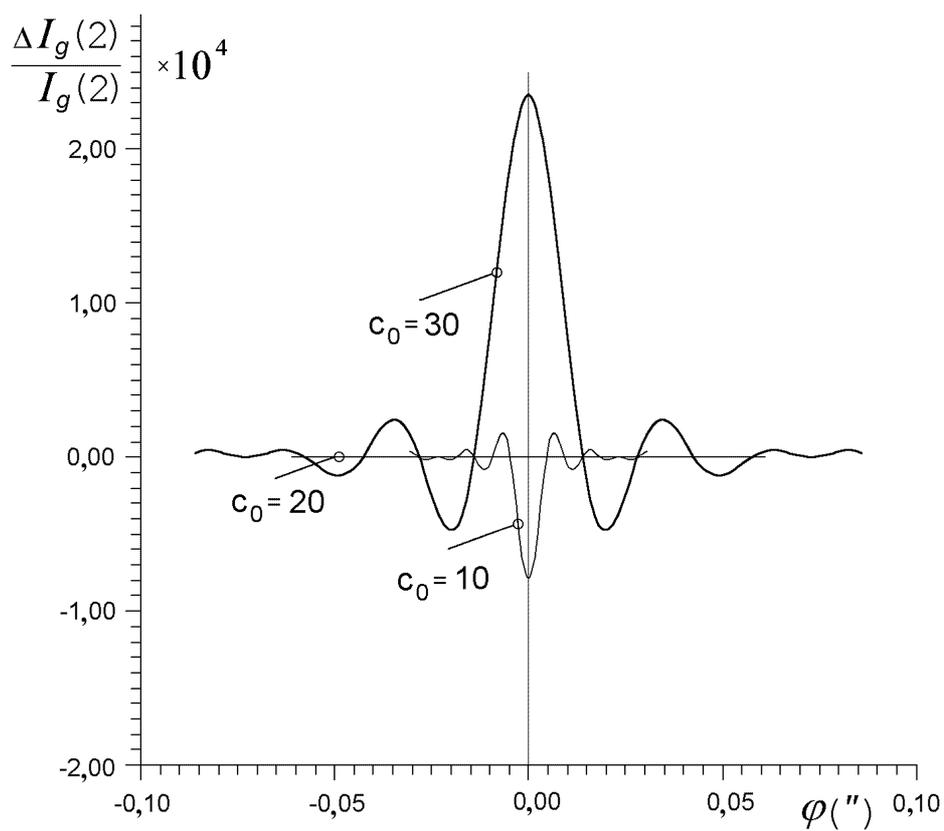


Рис. 3.10.

Зависимость от угла φ величины $\Delta I_g(2)/I_g(2)$, определяющей эффект от ЭДМ нейтрона, для разных c_0 . Почти монохроматические нейтроны ($\Delta\theta_B \approx 10^{-4}$). Численный расчет и формула (3.45) дают практически одинаковый результат.

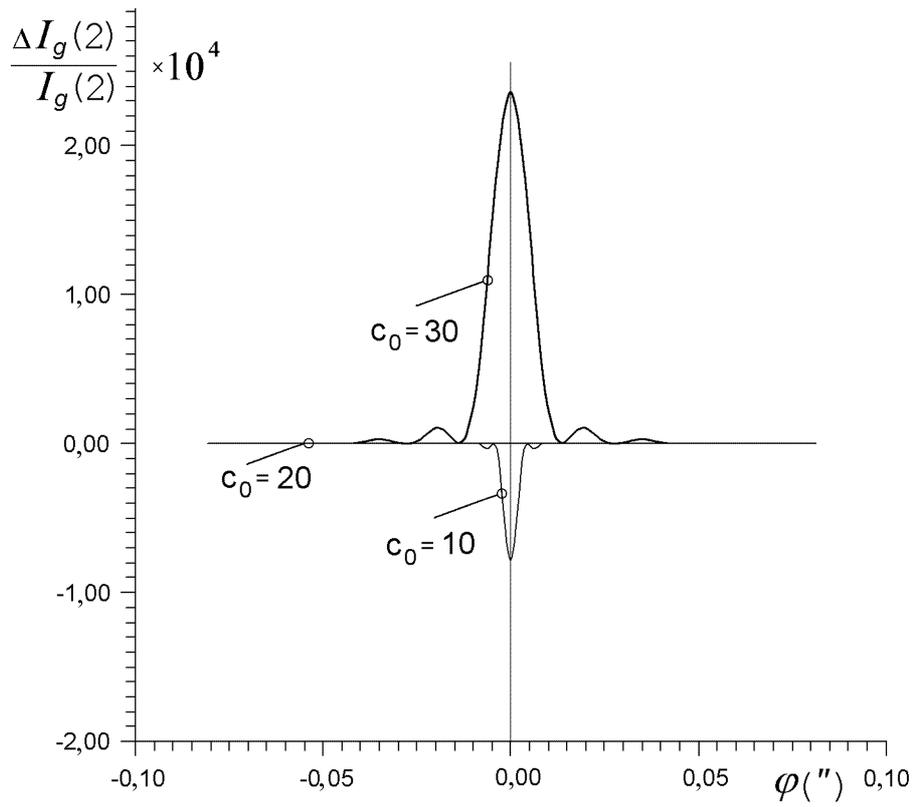


Рис. 3.11.

Та же зависимость от угла φ величины $\Delta I_g(2)/I_g(2)$, проинтегрированная по углу Брэгга ($\Delta\theta_B \approx 10^{-2}$) и по входной поверхности кристалла.

Из (3.45) следует, что эффект максимален при $\Delta L = (2n + 1)\xi_g/4$. При этом узкий пик в зависимости интенсивности от φ (см. (3.43)) исчезает. В этом случае интенсивности прямого и отраженного пучков становятся равными, и их относительное изменение ($\Delta I_g = -\Delta I_0$) определяется выражением:

$$\frac{\Delta I_g}{I_g(2)} = \frac{4m_0^{EM} L}{\tilde{\theta}_B}. \quad (3.47)$$

При заданном ΔL выбором угла θ_B мы можем изменять ξ_g . Это позволяет при углах θ_B , соответствующих максимуму интенсивности $I_g(2)$ (в рассматриваемом случае это $\tilde{\theta}_B = 1/20, 1/40$), производить юстировку параллельности кристаллов. Выбирая затем другие углы, например, $\theta_B = 1/10, 1/30$, для которых эффект максимален, можно проводить измерения величины ΔI_g , см. [72].

Для оценки эффектов, связанных с ЭДМ, удобны следующие формулы (см. (3.36), (3.47) и табл. 3.1):

$$m_0^D = 0,77 \cdot 10^{-7} (DE_g d) \text{ см}^{-1} \quad (3.48)$$

и

$$\frac{\Delta I_g}{I_g(2)} = \frac{4m_0^D L}{\tilde{\theta}_B} = 3,08 \cdot 10^{-7} (DE_g d l c_0), \quad (3.49)$$

где D, E, d и L , соответственно, в единицах 10^{-25} е·см, 10^8 В/см, Å и см. Например, при $c = \tilde{\theta}_B^{-1} = 30, L = 5$ см, для плоскости (11 $\bar{2}$ 1) α -кварца и $D = 1$ будем иметь (см. также рис. 3.10–3.11)

$$\frac{\Delta I_g}{I_g(2)} = 2,3 \cdot 10^{-4}.$$

Чтобы получить такую относительную ошибку, необходимо накопить $2 \cdot 10^7$ событий.

3.5 Светосила

Светосила установки R_g определяется следующим образом:

$$N = \frac{dN}{d\lambda} R_g \Gamma, \quad (3.50)$$

где N — число нейтронов, продифрагировавших и выходящих в единицу времени из второго кристалла, $dN/d\lambda$ — спектральная плотность падающих за единицу времени на первый кристалл нейтронов, Γ — геометрический фактор, определяемый размерами входной грани кристалла и выходной щели нейтроновода,

$$R_g = \frac{1}{2} \Delta\lambda_B \frac{l}{2Lc_0}, \quad (3.51)$$

где $\Delta\lambda_B$ — брэгговская ширина в длинах волн, соответствующая угловой ширине $2\gamma_B$,

$$\Delta\lambda_B = 4d\tilde{\theta}_B\gamma_B = \frac{4m_0d^2}{\pi}. \quad (3.52)$$

В рассматриваемом случае ($l = 2L$) будем иметь $R_g = 2m_0d^2\tilde{\theta}_B/\pi$. В частности, при $\tilde{\theta}_B = 1/30$ и для плоскости $(11\bar{2}1)$

$$R_{11\bar{2}1} \cong 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}.$$

Часть нейтроновода, "видимая" кристаллом с $l = 10$ см при $\tilde{\theta}_B = 1/30$, составляет около 3 мм, что является половиной ширины одной секции вертикального канала холодных нейтронов реактора ВВР-М ПИЯФ (ее размеры 6×120 мм² [33]). Таким образом, для кристалла размерами $100 \times 120 \times 50$ мм³ будем иметь $\Gamma \cong 1/2$. Из одной секции нейтроновода в единичном интервале длин волн и в области углов $\Delta\theta_B \approx 10^{-2}$ при $\lambda \approx 4$ \AA выходит следующее число нейтронов [33]:

$$dN/d\lambda = 1,75 \cdot 10^9 \text{ н/с\AA}.$$

Вся область углов может быть использована, так что полная интенсивность продифрагировавших нейтронов, выходящих из второго кристалла, будет составлять

$$N = 440 \text{ н/с},$$

т.е. необходимое время набора статистики ($2 \cdot 10^7$ событий) составляет $T = 12,5$ часов. Заметим, что при переходе к $\tilde{\theta}_B = 1/10$ интенсивность увеличивается в 6 раз, так как в этом случае $\Gamma = 1$ (эффект от ЭДМ уменьшается в 3 раза).

В методе УХН для накопительного варианта соответствующая скорость счета (пересчитанная в непрерывный режим) составляет $N = 60 - 70$ н/с при использовании универсального источника холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М. Таким образом, использование для измерения ЭДМ нейтрона дифракции по Лауэ поляризованных нейтронов в нецентросимметричных кристаллах при углах Брэгга, близких к $\pi/2$, в принципе, позволяет превзойти чувствительность метода УХН, самую высокую в настоящее время.

Существуют два способа исключения эффекта от швингеровского взаимодействия. Первый — это измерения при двух углах $\tilde{\theta}_B$ (например, $1/30$ и $1/10$). В этом случае необходимо предусмотреть возможность поворота установки на малый угол в плоскости дифракции. Другой способ состоит в повороте всей установки на 180° вокруг той же оси (вместе с ведущим магнитным полем). При этом в формуле (3.30) меняется знак $\cos \alpha$, знак $\sin \alpha$ остается неизменным. Кроме того, полный эффект меняет знак, так как кристаллы меняются местами. В результате происходит изменение знака эффекта от швингеровского взаимодействия, а эффект от ЭДМ остается неизменным.

Заметим, что дальнейшее уменьшение углов $\tilde{\theta}_B$ ограничено совершенством кристаллов, поскольку происходит уменьшение углового периода маятниковых осцилляций ($\Delta\theta_B^\xi \sim \tilde{\theta}_B^2$, см.(3.18)). По-видимому, необходимо выполнение условия $\Delta\theta_B^\xi > \omega_{eff}$, где ω_{eff} — эффективная мозаичность кристалла, хотя этот вопрос требует дополнительного исследования. В работах [42, 43, 66] использовались кристаллы с мозаичностью $0,1'' \div 0,2''$. В принципе, известны кристаллы α -кварца с $\omega_{eff} \sim 0,02''$ [69]. Дальнейшие перспективы развития метода могут быть связаны с возможным использованием кристаллов с более высокими электрическими полями (например, для $BaTiO_3$ $E_g \sim 10^9$ В/см, см. табл. А.4 — А.6), а также с увеличением потока нейтронов. В частности, пуск строящегося реактора ПИК ПИЯФ позволил бы увеличить интенсивность пучка холодных нейтронов, необходимых для дифракционных экспериментов, примерно на порядок.

Глава 4

Поляризаационные эффекты при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле

4.1 Введение

В предыдущей главе обсуждался метод поиска ЭДМ нейтрона, основанный на зависимости фазы маятниковой картины от направления спина нейтрона при дифракции в кристалле без центра симметрии. Такая зависимость приводит к изменению при перевороте спина скорости счета продифрагировавших нейтронов. Показано, что поле, в котором на пути в несколько сантиметров движется дифрагирующий нейтрон, может иметь величину, превышающую 10^8 В/см. Оно более чем на 4 порядка превосходит поля, используемые в методе УХН. Однако этого еще недостаточно для улучшения точности измерения ЭДМ.

Существенным обстоятельством поэтому является возможность увеличения времени пребывания нейтрона τ в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга, близким к $\pi/2$. Поскольку использование таких углов может, в принципе, дать увеличение чувствительности более чем на порядок, то важным является создание простейшей однокристалльной установки для измерения электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон, при разных углах Брэгга, близких к $\pi/2$. Это необходимо для экспериментального выяснения, насколько угол Брэгга можно приблизить к прямому углу с сохранением величины электрического поля для кристаллов кварца с различной степенью совершенства, т.е. при каких углах Брэгга и при

какой мозаичности кристалла начинается разрушение эффективных полей, действующих на нейтрон. Тем самым можно экспериментально определить максимальную чувствительность, достижимую в данном методе для реально доступных кристаллов кварца, и, исходя из этого, уже приступать (или не приступать) к конструированию основной установки (т.е. определить максимально достижимую величину произведения $E_g\tau$, где E_g — величина поля, действующего на нейтрон, τ — время пребывания нейтрона в этом поле, связанное с отклонением угла Брэгга от прямого).

Напомним, что при увеличении угла Брэгга и приближении его к прямому увеличивается частота маятниковых биений, так что при некотором значении угла Брэгга угловой период маятниковых осцилляций становится меньше брэгговской ширины дифракции. При этом схема эксперимента, используемая в [42, 43, 66], становится принципиально непригодной из-за слишком высокой частоты маятниковых осцилляций по углу Брэгга. Для измерения эффектов в этом случае и предложена двухкристальная установка. Однако есть и другой способ наблюдения эффектов, связанных с наличием внутрикристаллических электрических полей, при котором они не усредняются. Это поляризационный метод, предложенный нами и описанный ниже, который мы применили для измерения полей при углах Брэгга, близких к прямому. Важность поляризационных экспериментов определяется также тем обстоятельством, что они менее чувствительны к совершенству кристаллов, что может существенно облегчить отбор кристаллов, пригодных для такого рода экспериментов.

Суть метода в том, что при дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга волновые пакеты для состояний (1) и (2), в которых на нейтрон действуют разные поля (и которые возбуждаются с одинаковой амплитудой), пространственно перекрываются, так что спин нейтрона в состоянии (1) в кристалле вращается в одну сторону, а в равновероятном состоянии (2) — в противоположную, поэтому средний угол поворота спина нейтрона (в прозрачном кристалле) за счет швингеровского взаимодействия (или ЭДМ) будет равен нулю, произойдет же уменьшение поляризации, т.е. деполяризация пучка (если он первоначально был поляризован). По измерению величины этой деполяризации можно судить о величине электрического поля.

Как уже упоминалось, эффект вращения спина нейтрона при дифракции по Брэггу в нецентросимметричном кристалле рассматривался ранее Форте [46] и, в более общем случае, Барышевским и Черепицей [47, 48] путем формального решения уравнений динамической дифракции. Результаты этих работ [46, 47, 48] с точки зрения описанной выше картины дифракции нейтронов в кристаллах без центра симметрии (т.е. в присутствии сильных межплоскостных электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон) вполне прозрачны.

Действительно, при брэгговской дифракции, в силу граничных условий, возбуждается только одна ветвь дисперсионной поверхности, т.е. в кристалле распространяется нейтронная волна только одного типа, поэтому нейтрон движется в электрическом поле определенного знака, так что его спин вращается в одном определенном направлении. Заметим, что в этом случае для наблюдения эффекта в прошедшем пучке (чтобы нейтрон находился в поле в течение времени прохождения всей толщины кристалла) необходимы сравнительно большие (порядка брэгговской ширины) отклонения от условия Брэгга, чтобы обеспечить достаточно большую интенсивность прошедшего через кристалл пучка нейтронов, а это приводит к уменьшению среднего электрического поля, действующего на нейтрон (оно пропорционально $1/\sqrt{1+w^2}$, где w — угловое отклонение от брэгговского направления в единицах угловой брэгговской полуширины, см. выражение (3.6)).

В случае лауэвской дифракции эффект вращения спина обусловлен разным поглощением в кристалле волн разного типа (известным в дифракции рентгеновских лучей как эффект Бормана). Поэтому, если толщина кристалла больше меньшей длины поглощения, но меньше большей, в кристалле опять "выживает" практически волна только одного типа, как и в предыдущем случае.

Здесь важно отметить следующее обстоятельство. Различное поглощение волн разного типа при лауэвской дифракции нейтронов в *центросимметричном* кристалле довольно очевидно и связано с тем, что одна блоховская волна (симметричная) движется преимущественно по атомным плоскостям, вторая (антисимметричная) — между ними, поэтому первая волна поглощается сильнее, чем вторая. В этом рассуждении, однако, существенным является предположение о том, что максимумы мнимого потенциала (ответственного за поглощение и

связанного с мнимой частью амплитуды рассеяния нейтронов) совпадают с максимумами реального потенциала (связанного с вещественной частью амплитуды рассеяния). Это справедливо только для *центросимметричного* кристалла. В нецентросимметричном кристалле эти максимумы могут быть сдвинуты относительно друг друга, и, в частности, возможен случай, когда обе волны поглощаются одинаково (т.е. эффект Бормана отсутствует, см. ниже). В этом случае будет отсутствовать и эффект поворота спина, несмотря на наличие поглощения в кристалле.

4.2 Деполяризация нейтронов при дифракции в нецентросимметричном кристалле

В данной главе рассматривается дифракция нейтронов по Лауэ в прозрачном (непоглощающем) нецентросимметричном кристалле α -кварца при точном выполнении условия Брэгга. *Эффект вращения спина в этом случае отсутствует, зато проявляется эффект деполяризации нейтронов.* Это еще один эффект, который чувствителен к наличию межплоскостных электрических полей при лауэвской дифракции нейтронов (первый — эффект сдвига маятниковой фазы при перевороте спина падающих нейтронов описан в предыдущих главах).

Эффект деполяризации нейтронов можно использовать для измерения внутрикристаллических полей при углах Брэгга, близких к прямому. Это необходимо, как уже выше отмечалось, для экспериментального выяснения, насколько угол Брэгга можно приблизить к $\pi/2$ с сохранением величины электрического поля в кристаллах кварца с различной степенью совершенства (т.е. мозаичности). Суть проблемы в следующем. В наших измерениях [41]–[43], [66] использовались кристаллы кварца с мозаичностью $\omega_{eff} \sim 0,1'' - 0,2''$, что позволило наблюдать маятниковую картину при дифракции нейтронов, потому что было выполнено условие $\omega_{eff} \ll \gamma_B$ ($\gamma_B \sim 1''$ для углов Брэгга $\theta_B \sim 45^\circ$, при которых проводились эксперименты). Нарушение этого условия — это тривиальная причина уменьшения всех эффектов, связанных с динамической дифракцией нейтронов, как это, например, имело место в работе [49], где были использованы кристаллы с $\omega_{eff} \gtrsim \gamma_B \sim 4,5''$. При приближении угла Брэгга к прямому условие $\omega_{eff} \ll \gamma_B$ выпол-

няется с большей точностью, поскольку брэгговская ширина при этом растет, $\gamma_B \sim c_0$ ($c_0 = \text{tg } \theta_B \approx 1/(\pi/2 - \theta_B)$ при $\pi/2 - \theta \ll 1$). Однако угловой период маятниковых осцилляций уменьшается как $1/(1 + c_0)$ и может стать меньше величины мозаичности ω_{eff} . Например, при $\theta_B = \pi/2 - 1/30$ для $11\bar{2}0$ -плоскости кварца этот период становится равным $0,2''$ (см. табл. 3.1). Трудно предсказать, что произойдет в этом случае (например, начнется ли постепенное "разрушение" полей, или они исчезнут скачком, или вообще ничего не произойдет с точки зрения среднего поворота спина, в силу выполнения условия $\omega_{eff} \ll \gamma_B$, а усреднятся только быстрые маятниковые осцилляции). Ответы на эти вопросы зависят от модели мозаичности кристалла и являются теоретически весьма ненадежными, поэтому их можно получить только в результате эксперимента.

Ниже дается описание эффекта деполяризации, который лежит в основе экспериментального метода.

Для нейтронов со спинами, параллельными (или антипараллельными) швингеровскому магнитному полю (ось Z) \mathbf{H}_g^S , соответствующую амплитуду a_0^+ (или a_0^-) прямого пучка, прошедшего через кристалл толщиной L в условиях дифракции ($w \ll 1$), можно записать:

$$a_0^\pm = \cos\left(\frac{\phi_0 \pm \Delta\phi_0^S}{2}\right) \equiv \cos\frac{\phi^\pm}{2}, \quad (4.1)$$

где

$$\phi_0 = \frac{2|V_g^N|L}{\hbar v_{\parallel}\sqrt{1+w^2}}, \quad (4.2)$$

$$\Delta\phi_0^S = \frac{2\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}\sqrt{1+w^2}} = g_N \frac{eE_g L}{2m_p c^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+w^2}}. \quad (4.3)$$

Здесь V_g^N — амплитуда гармоники ядерного потенциала системы кристаллографических плоскостей, которая характеризуется вектором обратной решетки \mathbf{g} , $g = 2\pi/d$, d — межплоскостное расстояние, E_g — величина электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$\mathbf{E}_g = v_g^E \mathbf{g} \sin \Delta\phi_g, \quad (4.4)$$

где $v_g^E = |V_g^E|$, V_g^E — амплитуда гармоники электрического потенциала

той же системы плоскостей, $\Delta\phi_g$ — разность фаз амплитуд V_g^E и V_g^N .

$$\mathbf{H}_g^S = \frac{\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}}{c} \quad (4.5)$$

— магнитное поле в системе покоя нейтрона. Как и ранее, $w = \Delta\theta/\gamma_B$, где $\Delta\theta = \theta - \theta_B$ — угловое отклонение направления падения нейтронов на кристалл от брэгговского направления, γ_B — угловая брэгговская полуширина (мы рассматриваем случай $w \ll 1$).

Таким образом, если на кристалл падают нейтроны со спином, параллельным оси Y (азимутальный угол между направлением спина и осью X , описывающей среднее направление распространения нейтронов в кристалле, равен $\varphi = \pi/2$), то спиновая волновая функция падающих нейтронов имеет вид:

$$\psi_0^i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\pi}{4}} \\ e^{\frac{i\pi}{4}} \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

Спиновую функцию прямого пучка продифрагировавших нейтронов можно записать следующим образом:

$$\psi_0^L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\pi}{4}} \cos \frac{\phi_0 + \Delta\phi_0^S}{2} \\ e^{\frac{i\pi}{4}} \cos \frac{\phi_0 - \Delta\phi_0^S}{2} \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Вектор поляризации \mathbf{P} прошедшего пучка можно определить как

$$\mathbf{P} = \frac{\langle \psi_0^L | \boldsymbol{\sigma} | \psi_0^L \rangle}{\langle \psi_0^L | \psi_0^L \rangle}, \quad (4.8)$$

где $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

В результате будем иметь:

$$P_x = \langle \sigma_x \rangle = 0, \quad (4.10)$$

$$P_y = \langle \sigma_y \rangle = \frac{\cos \frac{\phi^+}{2} \cos \frac{\phi^-}{2}}{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} + \cos^2 \frac{\phi^-}{2}} = \frac{\cos \phi_0 + \cos \Delta\phi_0^S}{1 + \cos \phi_0 \cos \Delta\phi_0^S}, \quad (4.11)$$

$$P_z = \langle \sigma_z \rangle = \frac{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} - \cos^2 \frac{\phi^-}{2}}{\cos^2 \frac{\phi^+}{2} + \cos^2 \frac{\phi^-}{2}} = \frac{\sin \phi_0 \sin \Delta\phi_0^S}{1 + \cos \phi_0 \cos \Delta\phi_0^S}. \quad (4.12)$$

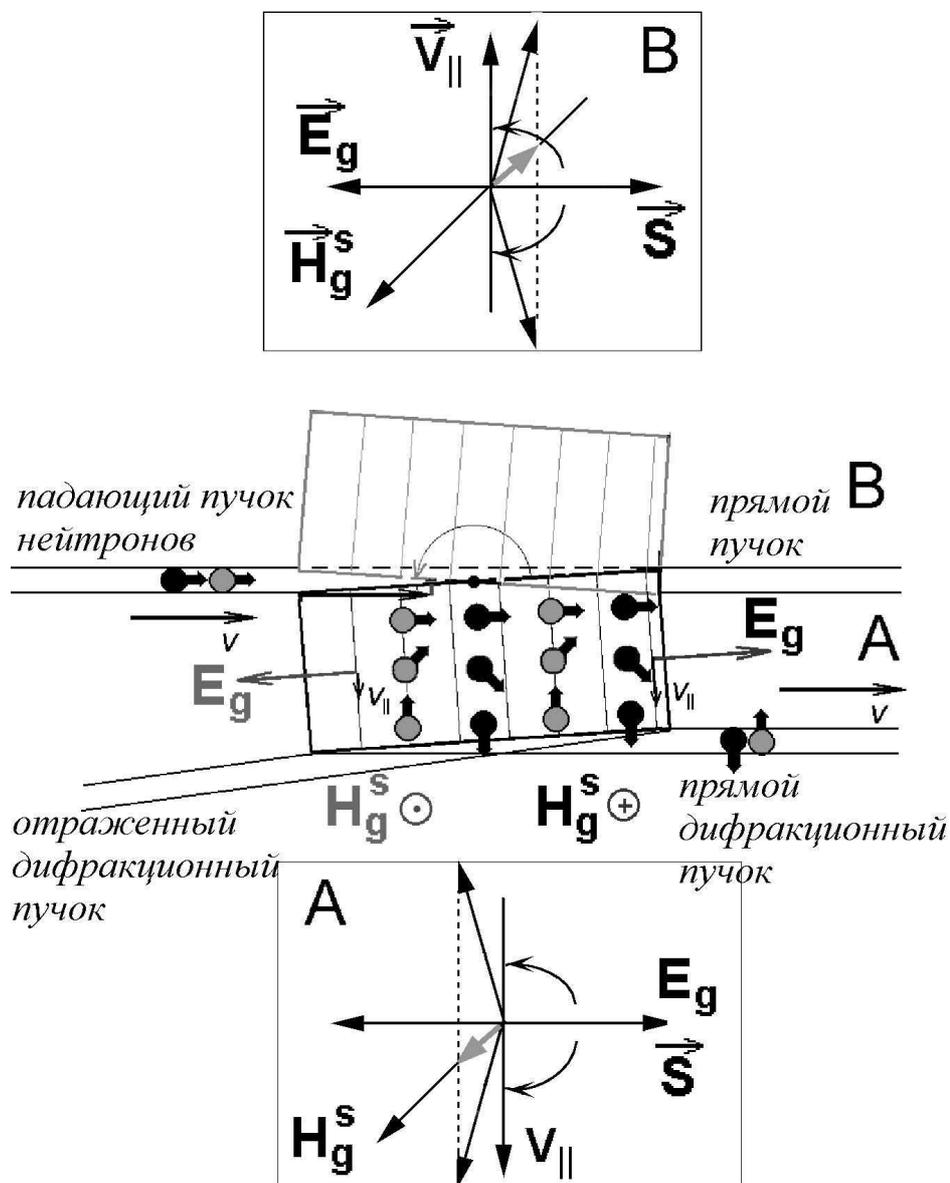


Рис. 4.1: Спин нейтрона в кристалле в состояниях, описываемых блоховскими волнами $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, поворачивается в противоположные стороны. При толщине кристалла 3,5 см (для системы отражающих плоскостей (110)) углы поворота становятся равными $\pi/2$, и поляризация в прямом и отраженном дифрагированных пучках обращается в нуль. Наличие ЭДМ нейтрона приводит к появлению слабой поляризации пучков вдоль швингеровского магнитного поля. Она имеет разный знак для двух положений кристалла А и В.

Из этих формул следует, что вектор поляризации быстро осциллирует (с маятниковой частотой) с изменением угла θ_B в плоскости (Y, Z) . При малых углах $\tilde{\theta}_B$ период этих осцилляций мал (имеет порядок нескольких угловых секунд, см. табл. 3.1), поэтому для пучка нейтронов с расходимостью $\sim 1^\circ$ происходит их усреднение. Остаются осцилляции с большим периодом, соответствующие вращению спина в швингеровском магнитном поле.

Усредняя интенсивности по быстрым маятниковым осцилляциям, для вектора поляризации получим:

$$\begin{aligned} P_x &= P_z = 0, \\ P_y &= \cos \Delta\phi_0^S, \end{aligned} \quad (4.13)$$

то есть спин нейтрона (первоначально направленный по оси Y) для двух состояний в среднем вращается в противоположные стороны в плоскости (X, Y) , что и приводит к уменьшению Y -компоненты поляризации (см. рис. 4.1). В частности, для некоторой толщины кристалла, когда

$$\Delta\phi_0^S = \frac{\pi}{2},$$

поляризация обращается в нуль, поскольку в этом случае спины нейтронов в состояниях (1) и (2) при выходе из кристалла будут направлены в противоположные стороны.

4.3 Описание метода и установки

В основу однокристалльного варианта установки для измерения электрических полей при углах Брэгга, близких к $\pi/2$, положен описанный выше эффект деполяризации продифрагировавшего нейтронного пучка, поляризованного первоначально при падении на кристалл в плоскости дифракции. Эффект, как показано выше, связан с тем, что при точном выполнении условия Брэгга в кристалле с одинаковой вероятностью возбуждаются два типа нейтронных волн, которые в случае нецентросимметричного кристалла распространяются параллельно кристаллографическим плоскостям в электрических полях противоположного знака, направленных вдоль вектора обратной решетки, поэтому за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента

нейтрона с этими полями спин нейтрона в состояниях (1) и (2) будет вращаться в противоположные стороны. Угол поворота $\Delta\phi_0^S$ для спина, первоначально ориентированного перпендикулярно швингеровскому магнитному полю, дается выражением (см. (4.3) при $w \ll 1$):

$$\Delta\phi_0^S = \pm \frac{g_n e E_g L}{2m_p c^2}, \quad (4.14)$$

где знаки \pm относятся к состояниям (1) и (2), соответственно, g_n — g -фактор нейтрона ($g_n = -3, 8$), e — заряд электрона, E_g — значение электрического поля, действующего на нейтрон, L — толщина кристалла, m_p — масса протона, c — скорость света. Такое вращение приведет к деполяризации как прямого, так и отраженного продифрагировавших пучков. Величина поляризации P прошедших через кристалл пучков будет зависеть от угла $\Delta\phi_0^S$ следующим образом, см. (4.13):

$$P = P_0 \cos \Delta\phi_0^S, \quad (4.15)$$

P_0 — поляризация падающего пучка. В частности, при толщине кристалла

$$L_0 = \frac{\pi m_p c^2}{g_n e E_g}, \quad (4.16)$$

соответствующей повороту спина на угол $\pi/2$ ($\Delta\phi_0^S = \pm\pi/2$), пучок нейтронов, прошедший через кристалл, станет полностью неполяризованным. Для системы плоскостей (110) кварца $L_0 = 3,5$ 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. При углах Брэгга, близких к $\pi/2$, удобнее работать на прямом продифрагировавшем пучке. Установка для измерения такого электрического поля (см. рис. 4.2) состоит из внутриканального неполяризующего нейтроновода, двух сравнительно коротких (400 мм) поляризующих нейтроноводов (поляризатора и анализатора), двух спин-флипперов,

соответствующим образом вырезанного кристалла кварца (помещенного в магнитный экран), точного отсчетного устройства для поворота кристалла и измерения углов, детекторов нейтронов, электроники (КАМАК) и компьютера для сбора и предварительной обработки информации.

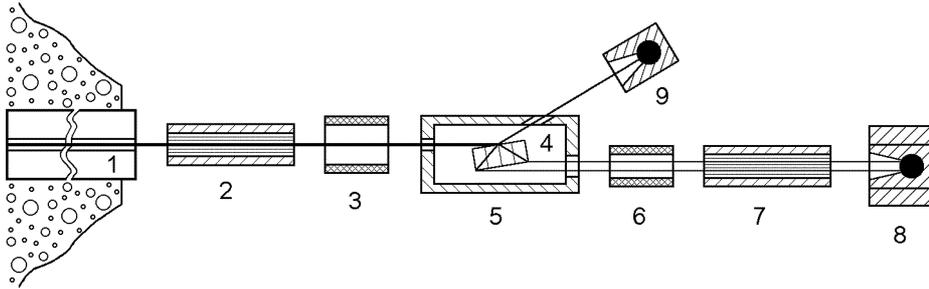


Рис. 4.2: Схема установки. 1 — внутриканальный нейтронный провод, 2 — многощелевой нейтронный поляризатор, 3,6 — флипперы, 4 — кварцевый монокристалл, 5 — магнитный экран, 7 — многощелевой нейтронный анализатор, 8 — детектор, 9 — монитор.

В случае, изображенном на рис. 4.2, швингеровское магнитное поле \mathbf{H}_g^S , действующее на нейтрон, направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Если спин нейтрона после поляризатора лежит в плоскости рисунка и направлен перпендикулярно импульсу, а анализатор ориентирован так же, как поляризатор (на "светло"), то скорость счета в детекторе при выключенных флипперах будет определяться выражением:

$$N = N_0 \cos^2 \frac{\Delta\phi_0^S}{2} = N_0 \cos^2 \left(\frac{g_n e E_g L}{4m_p c} \right), \quad (4.17)$$

где N_0 — интенсивность пучка поляризованных нейтронов после поляризатора, которую можно измерить, например, монитором. При толщине кристалла L_0 , соответствующей повороту спинов на угол $\alpha = \pi/2$, детектор зарегистрирует половинную скорость счета по сравнению с монитором, что имеет простой физический смысл, а именно, $1/2$ — есть вероятность обнаружить проекцию спина, параллельную его первоначальному направлению. При толщине кристалла $L = 2L_0$ спины повернутся на угол π , т.е. будут ориентированы в противоположном первоначальному направлении. Нейтроны перестанут попадать на детектор, что соответствует нулевой вероятности обнаружить

проекцию спина, параллельную его первоначальному направлению.

Выбрав кристалл некоторой толщины, получим определенную скорость счета в детекторе, не зависящую в некоторых пределах от угла Брэгга. При приближении угла Брэгга к прямому углу, с некоторого значения θ_B^c может, в принципе, начаться возрастание скорости счета детектора, что и будет соответствовать началу "разрушения" электрических полей в кристалле, которое связано с несовершенством последнего. Угол θ_B^c определит максимально достижимую в данном методе величину $E_g\tau$, определяющую чувствительность установки. Заметим, что наличие флипперов позволяет измерить поляризацию пучка и учесть отличие ее от единицы для определения величины электрического поля в кристалле, действующего на нейтрон.

4.4 Эффекты от ЭДМ нейтрона при дифракции по Лауэ

Заметим, что небольшая модификация установки (рис. 4.3), в которой имеется возможность поворачивать кристалл на угол $(180^\circ - 2\tilde{\theta}_B)$ (положения *A* и *B*, соответственно), может, в принципе, позволить провести эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона поляризационным методом, поскольку при таком повороте изменяется знак эффекта, связанного с ЭДМ нейтрона, а эффект, обусловленный швингеровским взаимодействием, не изменяется.

Действительно, если ориентировать спины падающих нейтронов по направлению их импульса (т.е. перпендикулярно швингеровскому магнитному полю) и выбрать толщину кристалла, равную L_0 , то в случае отсутствия ЭДМ пучок нейтронов выйдет из кристалла полностью не поляризованным при обоих положениях кристалла. В случае же наличия ЭДМ возникнет поляризация пучка P_h , параллельная швингеровскому полю (связанная с дополнительным поворотом спинов вокруг электрического поля):

$$P_h \approx \frac{2DE_gL_0}{\hbar v_{\parallel}} = 2m_0^D c_0 L_0. \quad (4.18)$$

Для системы плоскостей (110) при $c_0 = 30$ ($L_0 = 3,6$ см, $m_0^D = 3,8 \times 10^{-7}$ см⁻¹, см. таблицу 3.1) $P_h \approx 0,8 \times 10^{-4}$. Поляризация

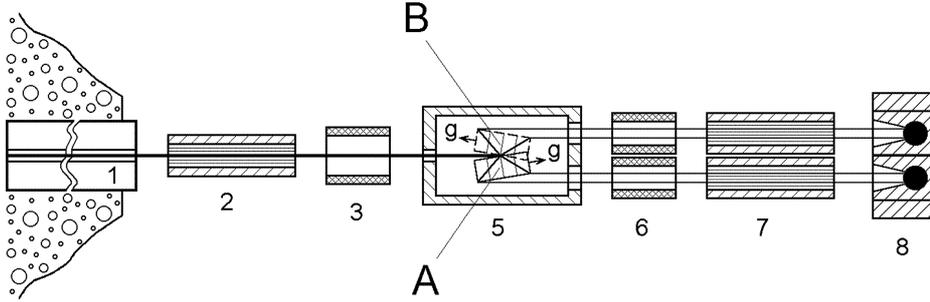


Рис. 4.3: Возможная модификация установки. 1 — внутриканальный нейтроновод, 2 — многослойный нейтроновод-поляризатор, 3,6 — флипперы, 5 — магнитный экран, 7 — сдвоенный многослойный нейтроновод-анализатор, 8 — сдвоенный детектор. *A* и *B* — положения монокристалла, отличающиеся поворотом на угол $(180^\circ - 2\theta_B)$.

будет иметь противоположный знак для разных положений кристалла *A* и *B* (рис. 4.1, 4.3), что можно определить, например, по изменению скорости счета детектора при повороте кристалла.

Такая установка значительно проще двухкристальной (рис. 3.6). Дополнительно к варианту, изображенному на рис. 4.2, нужен лишь механизм поворота кристалла на углы порядка 180 градусов, а также создание двухканальной системы анализа и регистрации продиффрактивировавших нейтронов (для компенсации швингеровского взаимодействия).

Заметим, что в случае брэгговской дифракции [46] максимальная величина угла поворота спина за счет ЭДМ для кристалла кварца той же толщины составляет $\sim 2,5 \times 10^{-6}$, что приблизительно в 30 раз меньше, чем в рассмотренном выше случае. Для лауэвской дифракции в гипотетическом поглощающем кристалле карбида вольфрама WC [48] аналогичная величина составляет $0,7 \times 10^{-5}$.

В заключение отметим, что с учетом поглощения волновые функции нейтрона в кристалле $\phi^{(1)}$ и $\phi^{(2)}$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \phi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) &= \psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) \exp \left[-\frac{v'_0 z}{\hbar v_{\parallel}} \left(1 \pm \frac{v'_g \cos \phi'_g}{v'_0} \right) \right] \equiv \\ &\equiv \psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r}) \exp \left[-\frac{\mu_0 z}{2 \cos \theta_B} (1 \pm \varepsilon_g) \right], \end{aligned} \quad (4.19)$$

где $\psi^{(1,2)}(\mathbf{k}^{(1,2)}, \mathbf{r})$ определены (2.34), (2.35), $\mu_0 = 2v'_0/\hbar v$, v — скорость нейтрона, $\varepsilon_g = (v'_g \cos \phi'_g)/v'_0$, v'_0 — средняя величина "поглощающей" части потенциала кристалла, связанной с мнимой частью ядерной амплитуды рассеяния, v'_g — модуль амплитуды g -гармоники этой части потенциала, ϕ'_g — сдвиг фазы g -гармоники "поглощающей" части ядерного потенциала относительно g -гармоники его "преломляющей" части, связанной с вещественной частью амплитуды рассеяния. Для нецентросимметричного кристалла величина ϕ'_g может быть отлична от нуля, по этой причине как "преломляющая" так и "поглощающая" части становятся комплексными. Это приводит, в частности, к тому, что при $\phi'_g = \pi/2$ эффект Бормана исчезает: $\varepsilon_g = 0$ (см. (4.19)). Для центросимметричного кристалла "преломляющая" и "поглощающая" части потенциала совпадают соответственно с его вещественной и мнимой частями.

Например, для плоскостей (110) α -кварца ($\lambda_n = 4,9 \text{ \AA}$) расчет приводит к следующему результату: $l_a = 1/\mu_0 = 76 \text{ см}$, $\varepsilon_{110} = 0,08$, то есть эффект Бормана для этой системы плоскостей выражен слабо, тогда как для плоскостей (111) ($\lambda_n = 4,5 \text{ \AA}$) $l_a = 83 \text{ см}$, $\varepsilon_{111} = 0,41$ он становится весьма заметным.

Как следует из (4.19), при приближении угла Брэгга θ_B к $\pi/2$ эффективная длина поглощения нейтронов убывает как $l_a \cos \theta_B \approx l_a/c_0$, что связано с увеличением времени пребывания нейтрона в кристалле. Это обстоятельство накладывает дополнительные ограничения на возможности приближения угла Брэгга к $\pi/2$. Поскольку уменьшение интенсивности в e раз происходит для кристалла толщиной: $L \sim l_a \cos \theta_B \sim l_a/c_0$, то для кристалла толщиной в 5 см можно, в принципе, использовать углы, для которых $c_0 \lesssim 20$.

Заметим, что при углах Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$, эффект поворота спина нейтрона [48], связанный с разным поглощением блоховских волн в кристалле, можно наблюдать и при дифракции в кварце, например, на плоскости (111), при этом он будет существенно усилен по сравнению со случаем, рассмотренным в [48]. Для плоскости же (110) этот эффект будет подавлен по сравнению с эффектом деполяризации приблизительно на порядок из-за слабой выраженности эффекта Бормана.

4.5 Экспериментальное изучение эффекта удержания дифрагирующего нейтрона в кристалле

Как уже было отмечено в предыдущей главе, ряд наблюдаемых при динамической дифракции явлений [51, 73, 52], в том числе эффекты, обусловленные ЭДМ нейтрона [39, 74], определяется не полной скоростью нейтрона v , а ее составляющей вдоль кристаллографических плоскостей $v_{\parallel} = v \cos \Theta_B$. В частности, при переходе к углам дифракции, близким к $\pi/2$, резко возрастает время пребывания нейтрона в кристалле $\tau_L = L/(v \cos \Theta_B) \approx L/[v(\pi/2 - \Theta_B)]$, где L — толщина кристалла, что позволяет увеличить чувствительность дифракционного метода к ЭДМ нейтрона по крайней мере на порядок. На это обстоятельство впервые было указано в работе [39]. Таким образом [39, 75], для углов Брэгга, достаточно близких к $\pi/2$, величина¹ $E\tau$ может быть того же порядка, что и для УХН метода, несмотря на то что время хранения в УХН методе (~ 100 с [76]) существенно больше, чем время пролета нейтрона через кристалл².

На реакторе ВВР-М впервые было проведено экспериментальное изучение дифракции нейтронов по Лауэ в толстом ($L \approx 3,5$ см) кристалле на прямом продифрагировавшем пучке [77]–[81]. Исследовалась дифракция на системе плоскостей (110) α -кварца.

Схема экспериментальной установки для измерения времени пребывания нейтрона в кристалле приведена на рис. 4.4. Нейтронный пучок дифрагирует на кристалле α -кварца с отражающими плоскостями (110), нормальными большой грани кристалла, и регистрируется детектором. Поскольку падающий пучок нейтронов, сформированный нейтроноводом, содержит достаточно широкий спектр длин волн, в прямой продифрагировавший пучок могут давать вклад нейтроны разных энергий (длин волн), испытавших дифракцию на нескольких других отражающих плоскостях. Для того чтобы выделить нейтроны определенной длины волны, продифрагировавшие на интересующей нас системе плоскостей, использовалась времяпролетная методика.

¹Чувствительность к ЭДМ нейтрона определяется величиной $1/E\tau\sqrt{N}$, где N — полное число накопленных событий.

²Пути дальнейшего прогресса УХН метода обсуждаются в [32].

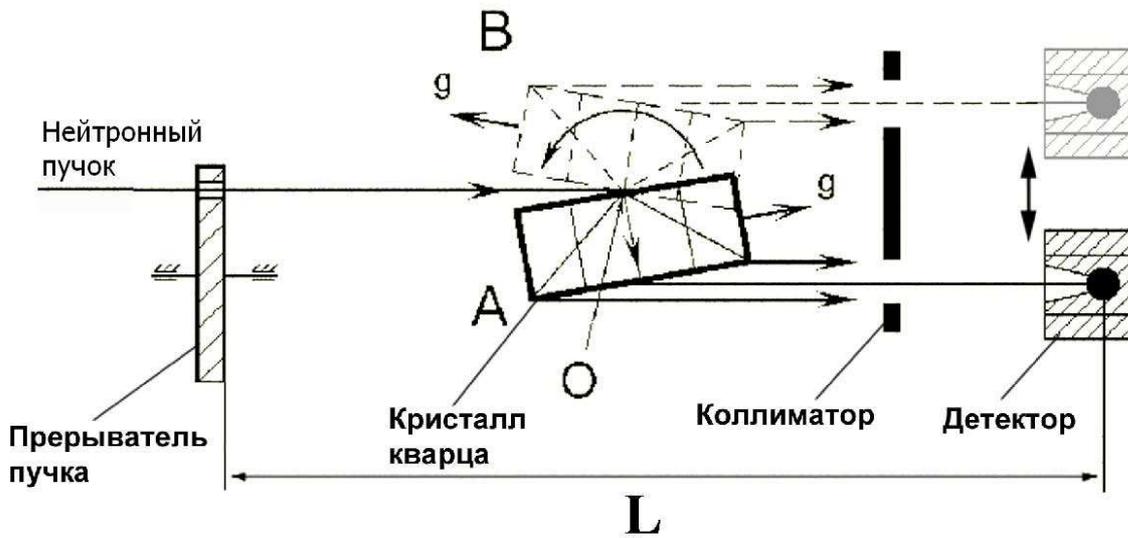


Рис. 4.4: Схема экспериментальной установки для времяпролетных измерений. Размеры монокристалла α -кварца – $14 \times 14 \times 3,5 \text{ см}^3$. **A** и **B** два положения кристалла, соответствующие одному значению угла Брэгга. \mathbf{g} — вектор обратной решетки плоскости (110), L — времяпролетная база

Для этого перед кристаллом помещался механический прерыватель пучка (chopper), формирующий импульсы нейтронов длительностью $\sim 75 \text{ мкс}$ с частотой 25 Гц.

Типичный времяпролетный спектр приведен на рис. 4.5. На рисунке хорошо видны пики, соответствующие отражениям от разных систем кристаллографических плоскостей.

Поскольку кристалл расположен между прерывателем пучка и детектором нейтронов, то полное время пролета дифрагирующего нейтрона с длиной волны $\lambda = 2d \sin \Theta_B$ (для плоскости (110) α -кварца $d = 2,4564 \text{ \AA}$) будет равно

$$\tau_f = \tau_l + \tau_L, \quad (4.20)$$

где τ_l — время пролета нейтроном расстояния l , τ_L — время пребывания нейтрона в кристалле толщиной L при угле дифракции равном Θ_B .

$$\tau_l = \frac{l}{v} = \frac{m}{2\pi\hbar} l \lambda = \frac{dm}{\hbar\pi} l \sin \Theta_B, \quad (4.21)$$

$$\tau_L = \frac{L}{v \cos \Theta_B} = \frac{m}{2\pi\hbar \cos \Theta_B} L \lambda = \frac{dm}{\hbar\pi} L \operatorname{tg} \Theta_B. \quad (4.22)$$

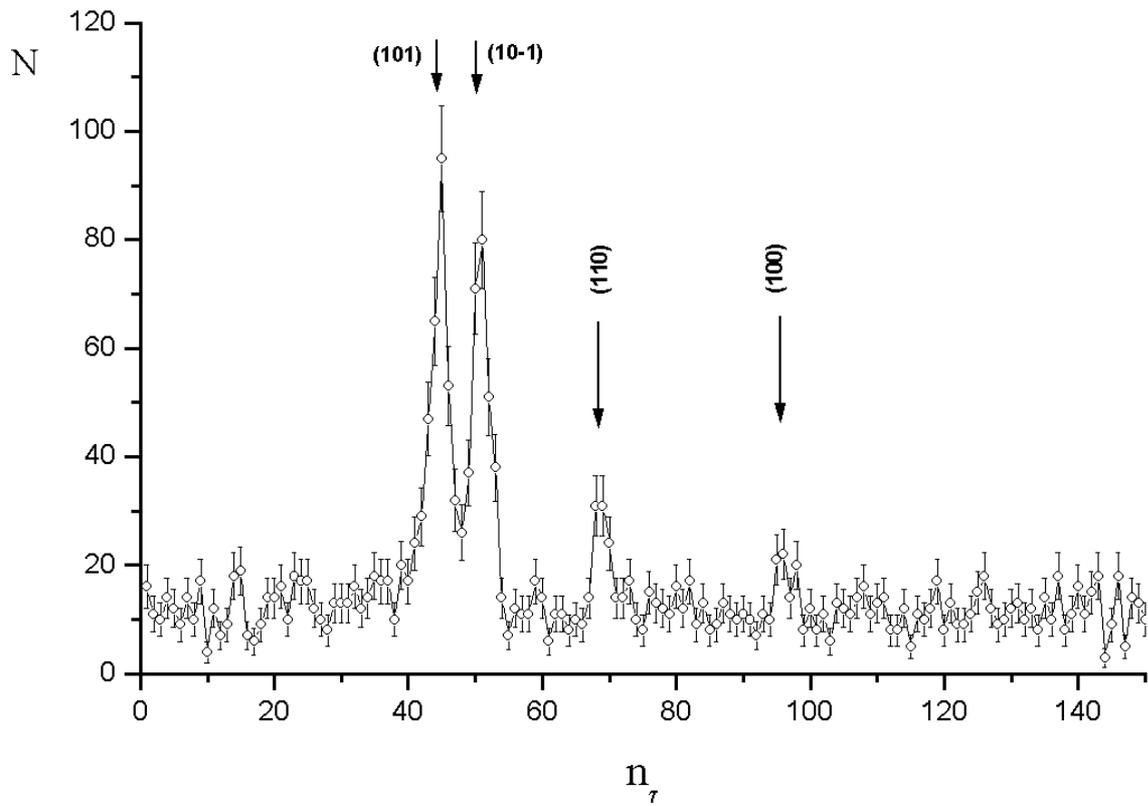


Рис. 4.5: Времяпролетный спектр нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, при угле Брэгга $\Theta_B = 75^\circ$. n_τ — номер временного канала. Ширина одного временного канала $\simeq 51,2$ мкс. N — число накопленных событий. Время накопления спектра — 5 часов.

Из формул (4.21), (4.22) видно, что время пребывания нейтрона в кристалле τ_L зависит от угла Брэгга как $\operatorname{tg} \Theta_B$, а время пролета τ_l как $\sin \Theta_B$. При приближении Θ_B к 90° τ_L может давать существенный вклад в полное время пролета нейтронов τ_f , поскольку $\tau_L/\tau_l \simeq L/[l(\pi/2 - \Theta_B)]$.

Зависимость времени пролета нейтронов, продифрагировавших на плоскости (110) в направлении прямого пучка, от угла Брэгга приведена на рис. 4.6.

Сплошная линия — теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (4.20). Пунктирная кривая — зависимость τ_l (см. (4.21)) от угла Брэгга. Видно, что экспериментальные значения (заштрихованные точки) хорошо ложатся на теоретическую зависимость.

Для контроля наблюдаемого эффекта временной задержки нейтрона в кристалле, прерыватель пучка устанавливался в промежутке между кристаллом и детектором. В этом случае задержка нейтрона в кристалле не дает вклада в измеряемую величину, и положение линии от (110) отражения должно совпадать с пунктирной кривой (с учетом разной времяпролетной базы для двух положений прерывателя пучка), что и наблюдалось экспериментально (незакрашенные точки).

На вставке в рис. 4.6 для большей наглядности приведены теоретическая и экспериментальная зависимости τ_L от угла Брэгга.

Таким образом, было экспериментально показано, что время пребывания нейтрона в кристалле определяется не полной скоростью нейтронов v , а ее составляющей, направленной вдоль кристаллографических плоскостей v_{\parallel} , и может быть увеличено более чем на порядок при приближении угла Брэгга к 90° (в частности, при $\Theta_B = 87^\circ$ $\tau_L = (0,90 \pm 0,02)$ мс, что соответствует $v_{\parallel} = (39 \pm 1)$ м/с при $v = 808$ м/с).

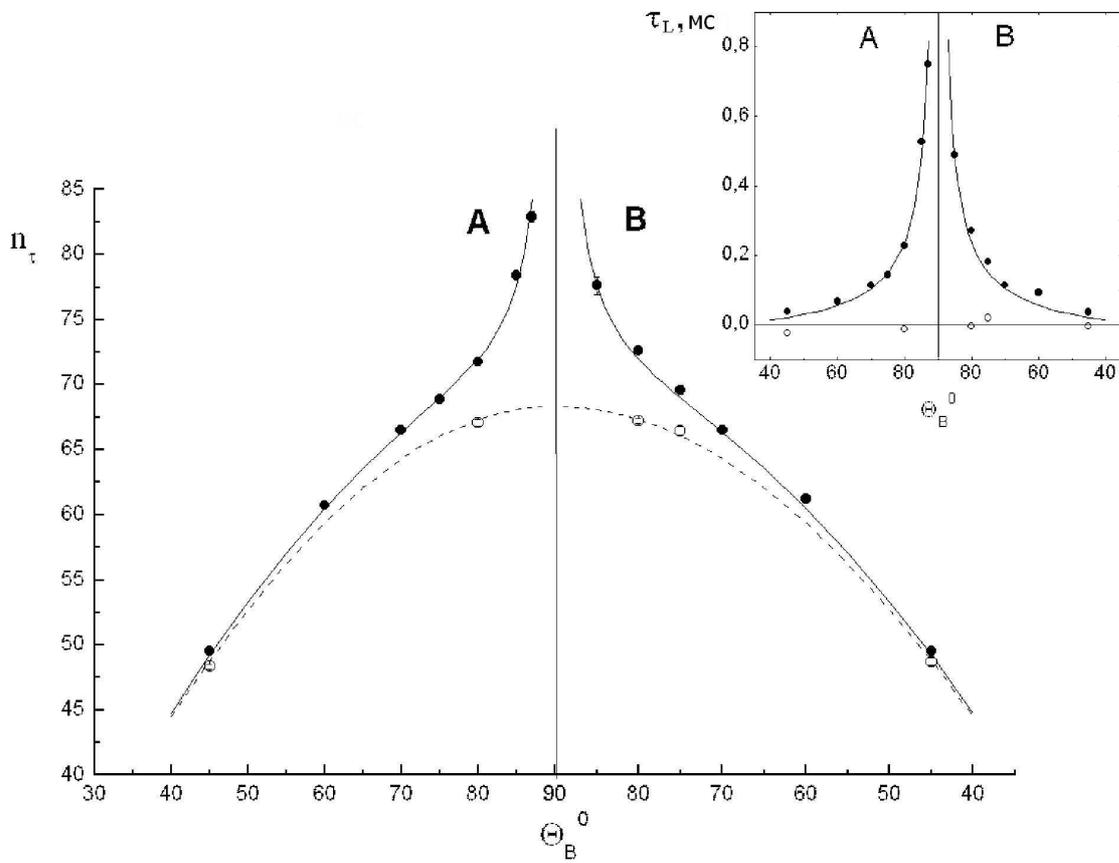


Рис. 4.6: Зависимость времени пролета нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, от угла Брэгга.

4.6 Экспериментальное обнаружение эффекта деполяризации и измерение электрического поля кристалла, воздействующего на дифрагирующий нейтрон

Как показано в предыдущих разделах, в случае дифракции по Лауэ поляризация пучков нейтронов (прямого и отраженного), продифрагировавших на кристалле определенной толщины (например, 3,5 см для случая дифракции на системе плоскостей (110) α -кварца), обращается в нуль, если начальная поляризация падающих нейтронов была направлена перпендикулярно швингеровскому полю \mathbf{H}_g^S , тогда как для начальной поляризации, параллельной \mathbf{H}_g^S , продифрагировавшие нейтронные пучки остаются полностью поляризованными. Для того чтобы детально изучить этот эффект, были проведены измерения поляризации продифрагировавших нейтронов при различных ориентациях их начальной спина относительно направления швингеровского поля. Измерения проводились на прямом продифрагировавшем пучке нейтронов.

Схема экспериментальной установки, установленной на том же горизонтальном канале реактора ВВР-М, что и предыдущая, приведена на рис. 4.7. Дифракция нейтронов происходила на системе плоскостей (110) специальным образом вырезанного и ориентированного кристалла α -кварца размерами $14,0 \times 14,0 \times 3,5$ см³ [78]–[81]. Вектор поляризации нейтронного пучка после прохождения поляризатора (2) и фильтра (3) катушкой (4) адиабатически ориентируется вдоль направления \mathbf{H}_g^S , затем поворачивается на угол α трехкоординатной катушкой (5). После прохождения кристалла, если бы кристалл не влиял на ориентацию спина, вектор поляризации катушкой (8) восстанавливался бы в прежнем направлении вдоль оси \mathbf{H}_g^S . Поворот на угол α можно было осуществлять вокруг любой оси, перпендикулярной вектору \mathbf{H}_g^S .

Для наглядности на рис. 4.8 изображено поведение вектора поляризации для случая $\alpha = 90^\circ$. На рис. 4.7, 4.8 используется одна и та же система координат (X, Y, Z). Для наблюдения эффекта деполяризации продифрагировавшего нейтронного пучка изучалась зависимость от угла α скорости счета в детекторах (11) после анализатора (10), пропускающего нейтроны только с поляризацией, параллельной \mathbf{H}_g^S .

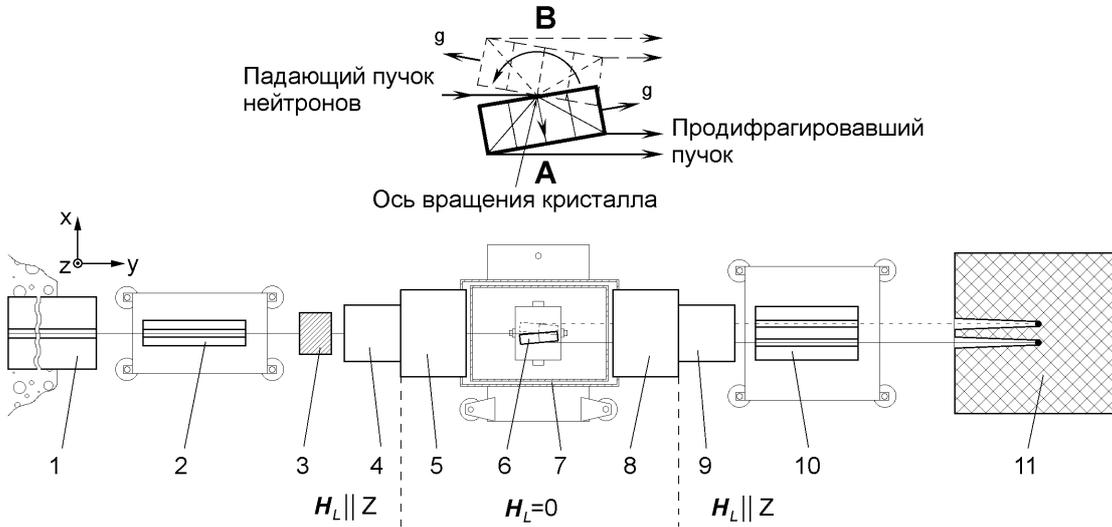


Рис. 4.7: Схема экспериментальной установки для наблюдения эффекта деполаризации. **1** — внутриканальный нейтронотвод, **2** — многощелевой нейтронотвод-поляризатор, **3** — фильтр BeO толщиной 120 мм, **4,9** — спин-ориентирующие катушки, **5,8** — вращающие 3-х координатные катушки, **6** — монокристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3,47 \text{ см}^3$, **7** — магнитный экран, **10** — сдвоенный многощелевой нейтронотвод-анализатор, **11** — детекторы нейтронов. **A** и **B** два положения кристалла, соответствующие одному значению угла Брэгга. \mathbf{g} — вектор обратной решетки плоскости (110), H_L — ведущее магнитное поле.

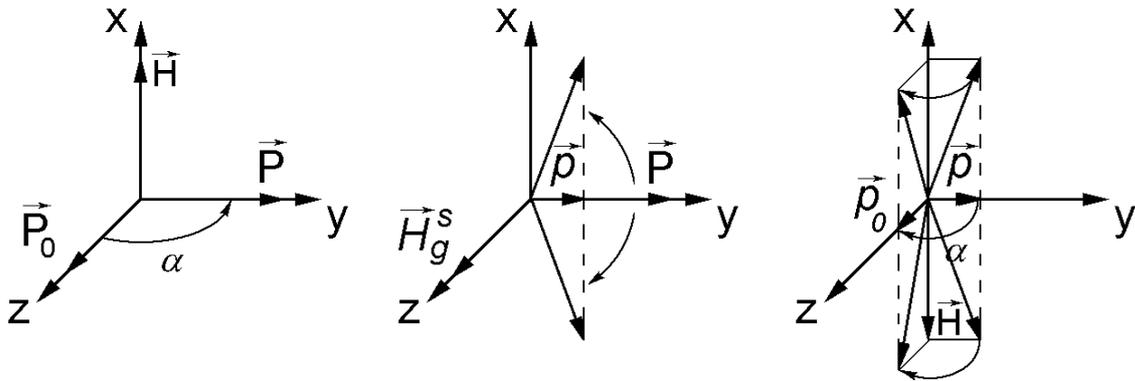


Рис. 4.8: Схематичное изображение поведения вектора поляризации нейтрона при прохождении через экспериментальную установку для случая $\alpha = 90^\circ$.

Описанная процедура измерений аналогична спин-эхо методике.

Из ранее проведенных измерений времяпролетного спектра продифрагировавшего пучка (см. рис. 4.5) было известно, что в прямой дифракционный пучок дают вклад нейтроны, продифрагировавшие не только на интересующей нас системе плоскостей, но и на некоторых других системах с нулевым межплоскостным электрическим полем (для которых эффект деполяризации отсутствует). Для уменьшения вклада от этих фоновых отражений в пучок нейтронов до кристалла помещался поликристаллический фильтр из BeO толщиной 120 мм (3), пропускающий нейтроны с длиной волны $\lambda > 4,7 \text{ \AA}$. С таким фильтром вклад в прямой дифракционный пучок нейтронов от фоновых отражений оценивался как $\simeq (20 \pm 10)\%$ от интенсивности пучка, продифрагировавшего на рабочей плоскости (110). Неопределенность этого вклада приводит к появлению систематической погрешности у измеряемой величины.

Если в кристалле происходит поворот спина нейтрона на углы $\pm \Delta\phi_0^S$ для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, то зависимость от угла α скорости счета N в детекторе после анализатора поляризации будет выглядеть следующим образом:

$$N = N_0(1 + P_Z), \quad (4.23)$$

где

$$P_Z = P_0(\cos \Delta\phi_0^S \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) \quad (4.24)$$

— величина проекции поляризации нейтронного пучка после кристалла на направление \mathbf{H}_g^S . При отсутствии эффекта, т.е. при $\Delta\phi_0^S = 0$, $P_Z \equiv P_0$, так что N не будет зависеть от угла α .

Из предварительных измерений на прямом пучке было установлено, что величина исходной поляризации $P_0 = (87 \pm 3)\%$.

Таким образом, из зависимости N от α можно извлечь величину $\Delta\phi_0^S$. Пример такой зависимости приведен на рис. 4.9. По левой оси ординат отложено соответствующее значение поляризации P_Z . Кривая на рис. 4.9 есть результат подгонки экспериментальной зависимости по формулам (4.23, 4.24).

Как было показано ранее [39, 75] эффект от швингеровского взаимодействия не зависит от угла Брэгга, что и наблюдалось экспериментально (см. рис. 4.10).

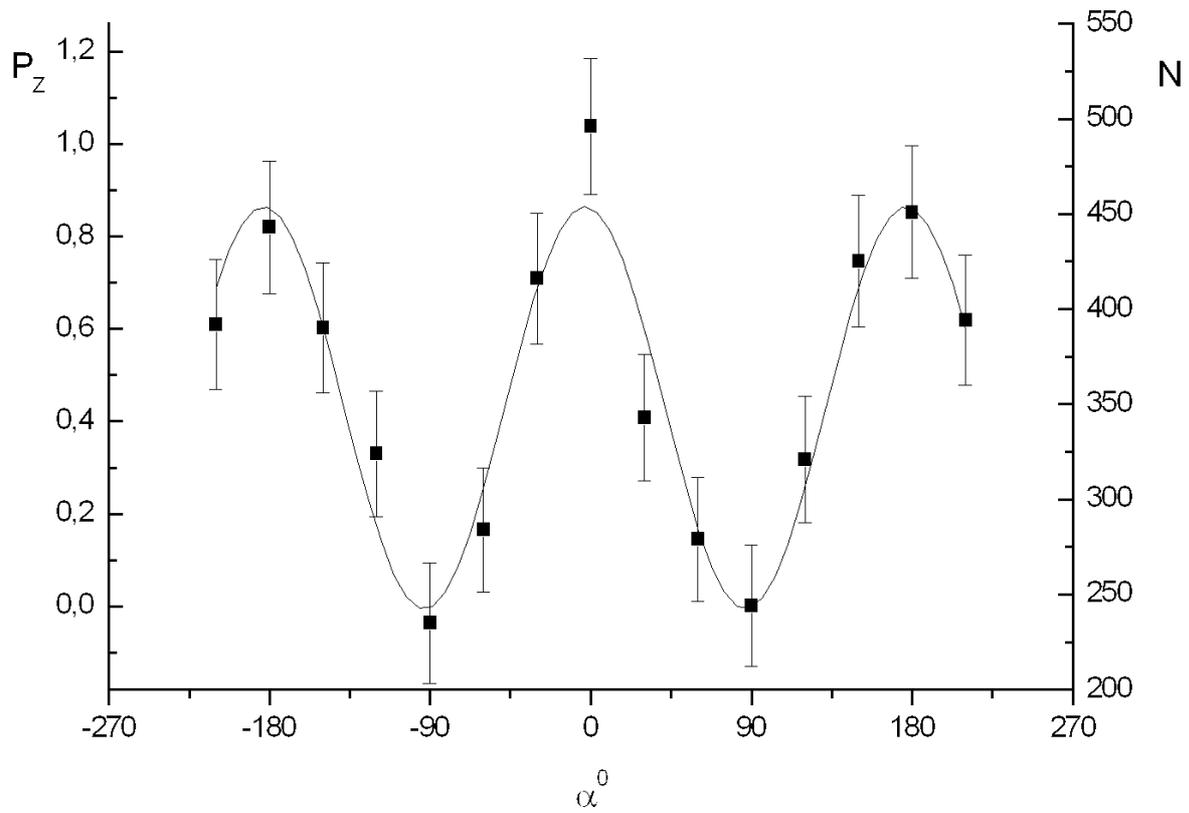


Рис. 4.9: Пример зависимости интенсивности (после анализатора) нейтронов, продифрагировавших на плоскости (110) α -кварца, от угла α° между швингеровским магнитным полем \mathbf{H}_g^S и вектором поляризации налетающих нейтронов при угле Брэгга $\Theta_B = 84^\circ$.

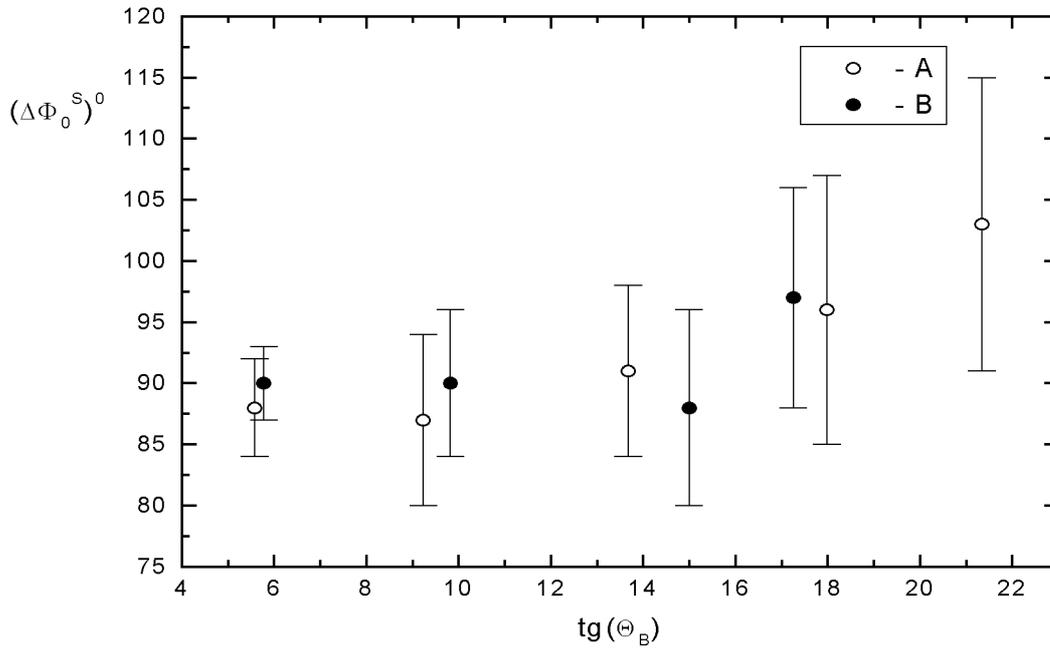


Рис. 4.10: Зависимость угла поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия $\Delta\phi_0^S$ от тангенса угла Брэгга. **A** и **B** — два положения кристалла (см. рис. 4.7).

Используя экспериментальные значения угла поворота $\Delta\phi_0^S$, можно получить величину внутрикристаллического электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$E_{(110)} = (2, 24 \pm 0, 05(0, 20))10^8 \text{ В/см}, \quad (4.25)$$

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

Приведенное значение электрического поля согласуется в пределах погрешности с величиной, измеренной по сдвигу фазы маятниковой картины при перевороте спина налетающего нейтрона при угле Брэгга $\theta_B \simeq 25^\circ$ [43], 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 $\theta_B = 45^\circ$).

Глава 5

Нейтронная оптика нецентросимметричного кристалла

В данной главе рассматриваются нейтронооптические явления, связанные с вращением спина при прохождении через нецентросимметричный кристалл при значительных ($\sim 10^3 - 10^5$ брэгговских ширин) отклонениях от условия Брэгга. Это еще один класс эффектов, обусловленный наличием электрических полей, действующих на нейтрон в нецентросимметричном кристалле.

5.1 Прохождение нейтронов через кристалл без центра симметрии. Теория возмущений

Рассмотрим случай, когда энергия и направление движущегося в кристалле нейтрона далеки от брэгговских, т.е. когда дифракция отсутствует. Оказывается, что даже в этом случае нейтрон „чувствует“ наличие кристаллической структуры. В общем виде данный случай был разобран в разделе 2.3. Здесь мы более детально остановимся на эффектах вращения спина в кристаллах без центра симметрии.

Как уже было показано (см. уравнение (2.25)), во втором порядке теории возмущений кинетическую энергию нейтрона в кристалле можно записать следующим образом [40]:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} - V_0 - \sum_g \frac{V_g V_{-g}}{E_k - E_{k_g}} \equiv \frac{\hbar^2 K^2}{2m} - \sum_g \frac{V_g V_{-g}}{E_k - E_{k_g}}. \quad (5.1)$$

Здесь k_0 — волновой вектор падающего нейтрона, k — волновой вектор

нейтрона в кристалле, K — волновой вектор нейтрона в кристалле, с учетом среднего потенциала кристалла V_0 (среднего коэффициента преломления). Разница $(E_k - E_{k_g})/2 = \Delta_g^\epsilon = \hbar^2 \Delta_g / 2m$ — есть не что иное, как отклонение от условия Брэгга (см. 2.23) в энергетических единицах (рис. 5.1, 5.2).

Из (5.1) следует, что появляется добавка к средней потенциальной энергии нейтрона в кристалле 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 зависимости от знака Δ_g^ϵ . Напомним, что

$$|\psi|^2 = 1 - \sum_g \frac{v_g^N}{\Delta_g^\epsilon} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^N),$$

где v_g^N, ϕ_g^N — соответственно, абсолютная величина и фаза комплексной амплитуды V_g^N g -гармоники ядерного потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом. Здесь мы пренебрегли влиянием электромагнитного взаимодействия нейтронов на их пространственное распределение в кристалле.

Однако в величину $V_g V_{-g}$, которая определяет добавочное изменение кинетической энергии нейтрона в кристалле, все типы взаимодействия нейтрона с кристаллом могут дать существенный вклад.

Для случая немагнитного, непоглощающего кристалла, пренебрегая вкладом от ЭДМ нейтрона, выражение для V_g можно записать [40] следующим образом (см. выражение (2.16)):

$$V_g = v_g^N e^{i\phi_g^N} + i v_g^E e^{i\phi_g^E} \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{g} \times \mathbf{v}]}{c}. \quad (5.2)$$

Здесь v_g^E, ϕ_g^E — абсолютная величина и фаза амплитуды V_g^E g -гармоники электрического потенциала кристалла, μ, v — магнитный момент и скорость нейтрона, c — скорость света.

Подставляя это выражение в (5.1) и учитывая, что для непоглощающего кристалла $V_g = V_{-g}^*$ получим

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} - \sum_g \frac{(v_g^N)^2}{2\Delta_g^\epsilon} - \mu \frac{\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (5.3)$$

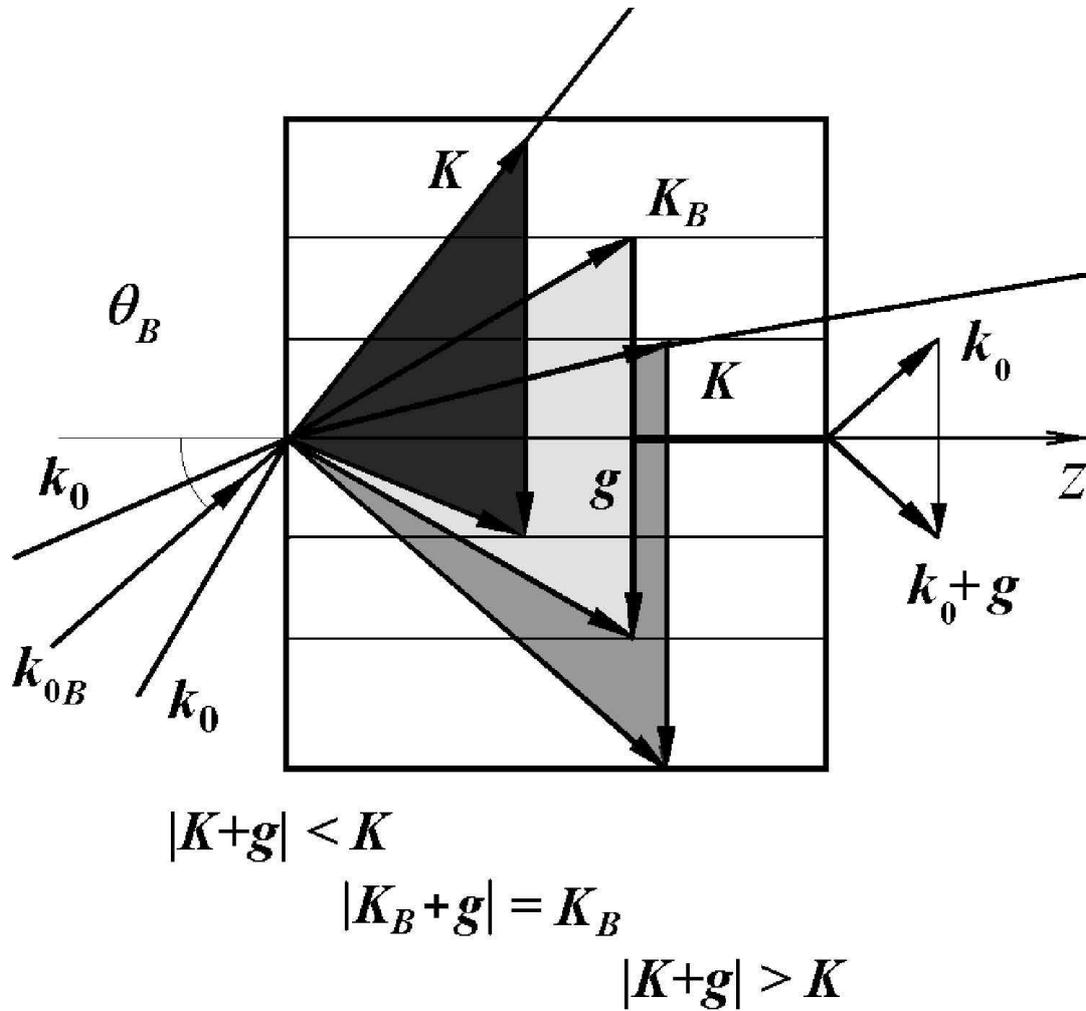


Рис. 5.1: Распространение в кристалле нейтрона с разным направлением волнового вектора \mathbf{K} относительно вектора обратной решетки \mathbf{g} . а) $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| > K$ — нейтрон сконцентрирован преимущественно на „ядерных плоскостях“, б) $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| < K$ — между плоскостями. Эти два случая соответствуют нейтронной оптике. в) случай $|\mathbf{K} + \mathbf{g}| = K$ соответствует дифракции нейтрона, при этом оба типа блоховских волн возбуждаются в кристалле с одинаковой амплитудой, нейтрон распространяется вдоль кристаллографических плоскостей, и после кристалла мы имеем две волны — прямую и отраженную.

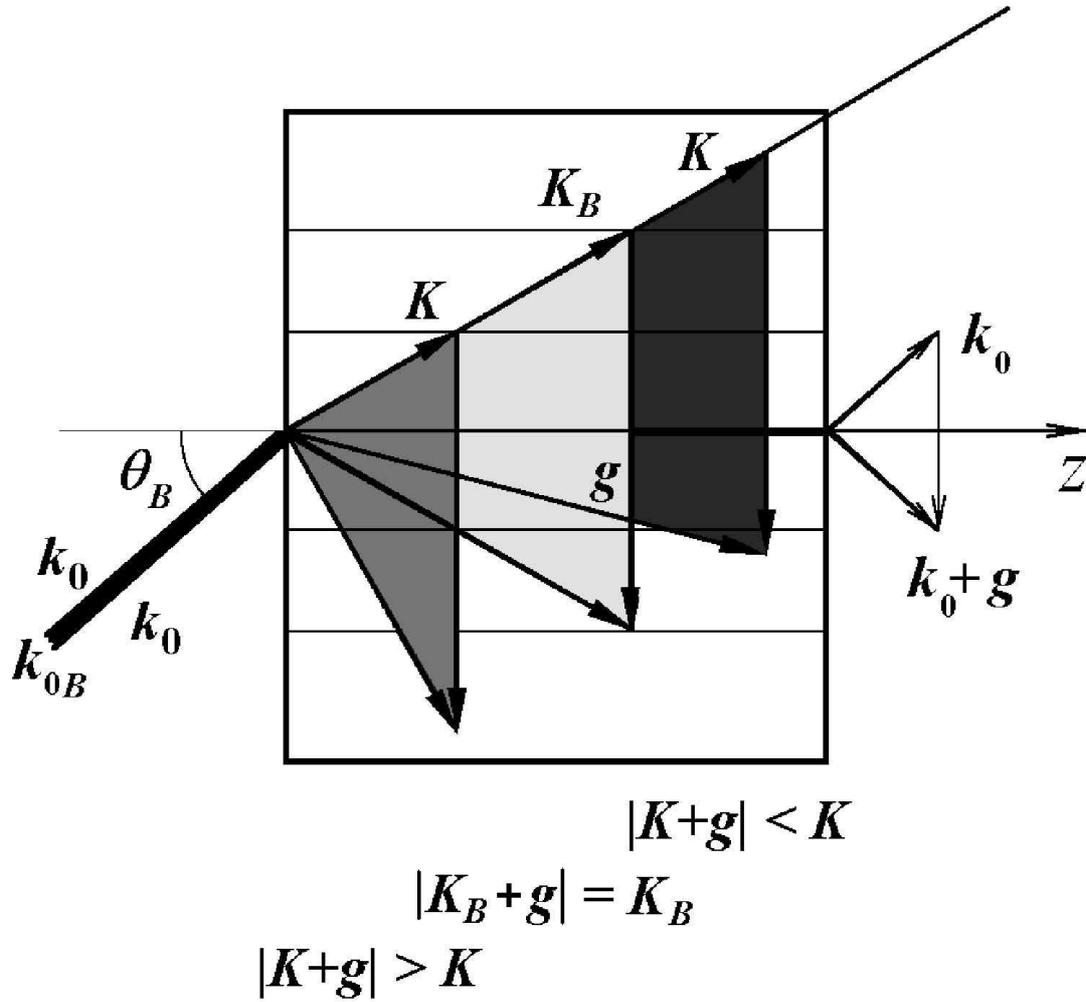


Рис. 5.2: Распространение в кристалле нейтрона с разными по величине волновыми векторами K . Три варианта $|K + g| > K$, $|K + g| < K$ и $|K + g| = K$ аналогичны рассмотренным на рис. 5.1.

где

$$\mathbf{E}_{sum} = \sum_g \frac{v_g^N}{\Delta_g^\epsilon} v_g^E \mathbf{g} \sin(\Delta\phi_g) \quad (5.4)$$

— суммарное по всем отражающим плоскостям электрическое поле, действующее на нейтрон, $\Delta\phi_g \equiv \phi_g^N - \phi_g^E$ — сдвиг фазы между g -гармониками ядерного и электрического потенциалов кристалла. Это поле есть не что иное, как электрическое поле кристалла $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_g 2v_g^E \mathbf{g} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r} + \phi_g^E)$, усредненное по приведенному выше распределению нейтронов в кристалле, и оно, как и раньше, появляется из-за того, что максимумы распределения плотности нейтронов (совпадающие с максимумами или минимумами ядерного потенциала) не совпадают с максимумами или минимумами электрического потенциала.

Заметим, что коэффициент преломления нейтрона в кристалле становится зависящим от направления спина нейтрона:

$$n^2 = k^2/k_0^2 = n_0^2 - \Delta n_d^2 - \Delta n_s^2,$$

где $n_0^2 = K^2/k_0^2$ — квадрат среднего коэффициента преломления, обусловленный средним потенциалом кристалла V_0 ,

$$\Delta n_d^2 = \frac{2m}{\hbar^2 k_0^2} \sum_g \frac{(v_g^N)^2}{\Delta_g^\epsilon}$$

— малая дифракционная добавка к n_0^2 и, наконец,

$$\Delta n_s^2 = \frac{2m}{\hbar^2 k_0^2} \frac{\mu\sigma[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c}$$

— поправка к коэффициенту преломления, зависящая от спина нейтрона. Формально она возникла в результате интерференции ядерной и швингеровской (спин-орбитальной) структурных амплитуд (см. выражение для электрического поля (5.4)).

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

С точки зрения физики явления в неcentrosymmetric кристалле из-за того, что "электрические" плоскости кристалла смещены относительно "ядерных т.е. $\Delta\phi_g \neq 0$, возникает электрическое поле, действующее на нейтрон, поэтому волновой вектор нейтрона в кристалле

из-за швингеровского взаимодействия становится зависящим от направления спина, что приводит к вращению спина нейтрона вокруг направления швингеровского магнитного поля

$$\mathbf{H}_{sum} = \frac{[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{c}$$

на угол

$$\Delta\varphi = \frac{2\mu\sigma[\mathbf{E}_{sum} \times \mathbf{v}]}{\hbar c} \frac{L}{v}, \quad (5.5)$$

где L — толщина кристалла. Пример рассчитанной зависимости $\Delta\varphi$ от величины и направления волнового вектора нейтрона для кристалла кварца показан на рис. 5.3.

Поглощение в кристалле можно учесть, введя мнимую часть в ядерный потенциал кристалла. В результате, разложив и ее в ряд Фурье по векторам обратной решетки, для амплитуды g -гармоники взаимодействия нейтрона с кристаллом V_g можно написать:

$$V_g = v_g^N e^{i\phi_g^N} + i v_g^{N'} e^{i\phi_g^{N'}} + i v_g^E e^{i\phi_g^E} \mu \frac{\sigma[\mathbf{g} \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (5.6)$$

где $v_g^{N'}$, $\phi_g^{N'}$ — абсолютная величина и фаза амплитуды g -гармоники мнимой части ядерного потенциала V'_g . Тогда для величины кинетической энергии нейтрона в кристалле получим

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} - V_{\langle g \rangle} - i(V'_0 + V'_{\langle g \rangle}) - \mu \frac{\sigma[(\mathbf{E}_{sum} + i\mathbf{E}'_{sum}) \times \mathbf{v}]}{c}, \quad (5.7)$$

где

$$V_{\langle g \rangle} = \sum_g \frac{(v_g^N)^2 - (v_g^{N'})^2}{\Delta_g^\epsilon}, \quad (5.8)$$

$$V'_{\langle g \rangle} = \sum_g \frac{2v_g^N v_g^{N'} \cos(\phi_g^N - \phi_g^{N'})}{\Delta_g^\epsilon}, \quad (5.9)$$

$$\mathbf{E}'_{sum} = \sum_g \frac{2v_g^{N'}}{\Delta_g^\epsilon} v_g^E \sin(\phi_g^{N'} - \phi_g^E) \mathbf{g}. \quad (5.10)$$

Таким образом, для нецентросимметричного кристалла мнимая часть коэффициента преломления нейтрона в кристалле, т.е. поглощение может зависеть как от направления и величины скорости нейтрона, так и от направления спина.

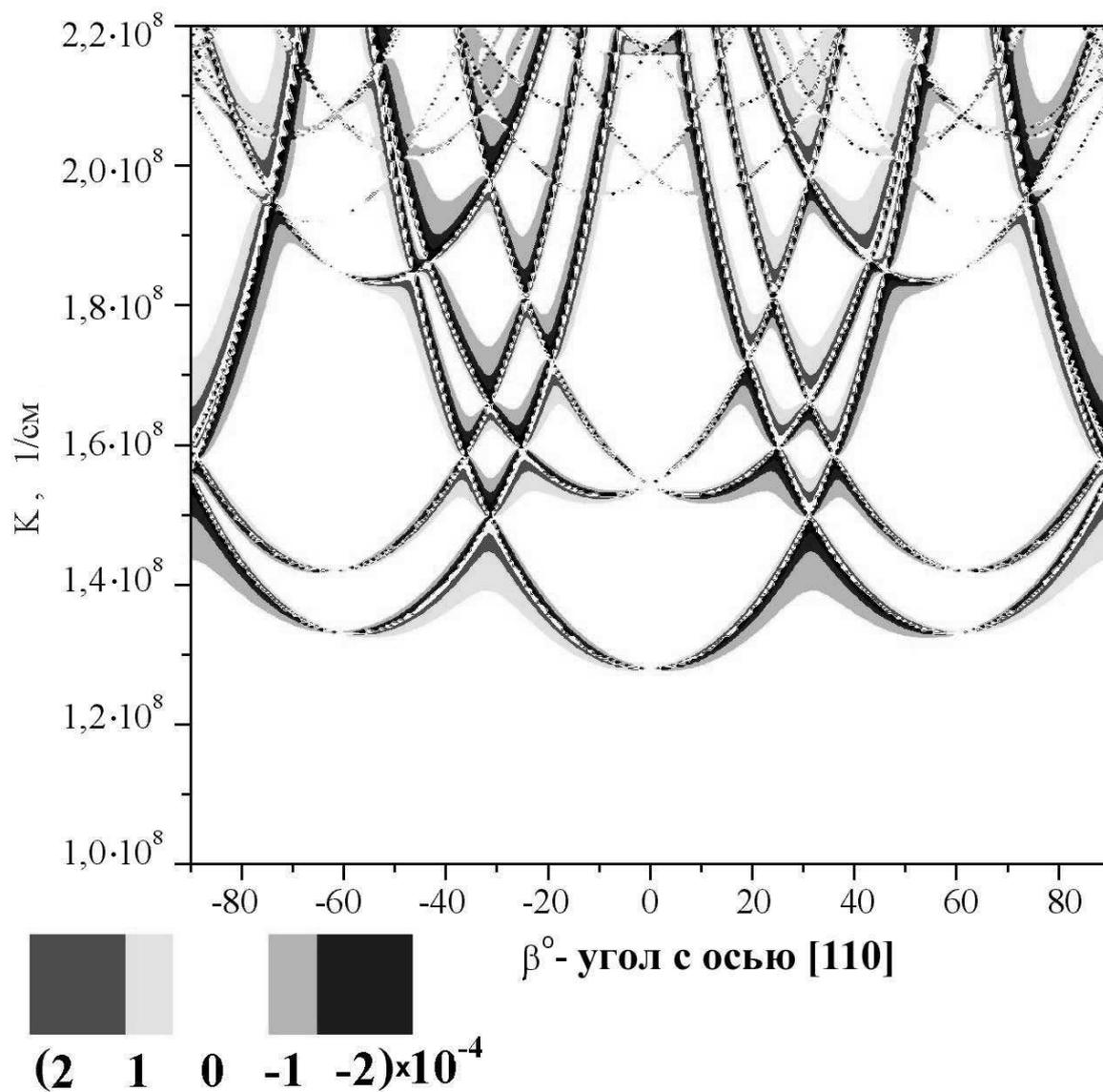


Рис. 5.3: Карта линий постоянных значений $\Delta\varphi(K, \beta) = \text{const}$ для кристалла α -кварца в зависимости от величины (K) и направления (β) волнового вектора нейтрона. Результат теоретического расчета.

Расчеты показывают, что величины дифракционных поправок для кристалла α -кварца в широком диапазоне длин волн составляют: $V_{(g)} + iV'_{(g)} \approx 10^{-3}(V_0 + iV'_0)$, $\mu\sigma[(\mathbf{E}_{sum} + i\mathbf{E}'_{sum}) \times \mathbf{v}]/c \approx 10^{-6}(V_0 + iV'_0)$ и быстро растут при приближении к какой-либо отражающей плоскости или группе плоскостей.

Обратим внимание на то, что, несмотря на малость, последняя дифракционная поправка из-за своей спиновой зависимости приводит к достаточно большим наблюдаемым эффектам.

5.2 Экспериментальное обнаружение нейтронно-оптического эффекта вращения спина

Схема эксперимента, который был проведен на реакторе ВВР-М в 2001 г. [80]–[83], приведена на рис. 5.4. На рис. 5.5 приведена фотография установки вместе с основными исполнителями работы.

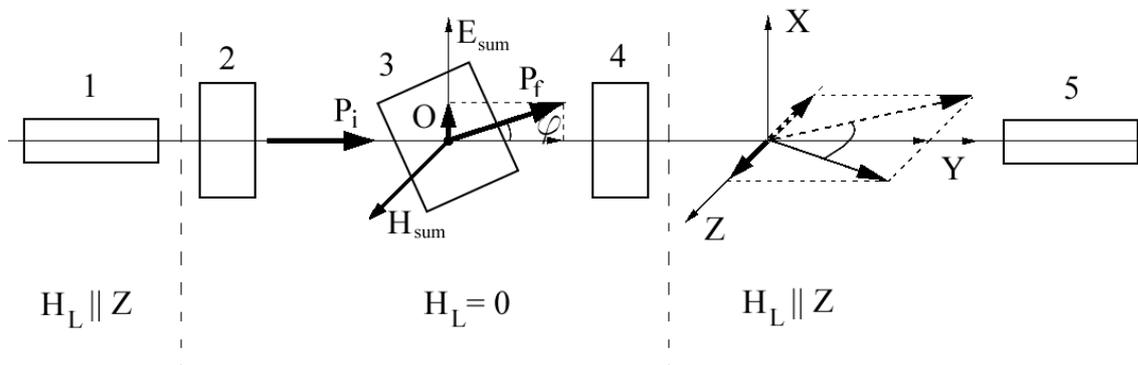


Рис. 5.4: Схема эксперимента. 1 — нейтронный поляризатор; 2 — катушка поворота вокруг оси X на угол $\pi/2$; 3 — монокристалл α -кварца размерами $14 \times 14 \times 3,5$ см³; 4 — катушка поворота вокруг оси Y на угол $\pm\pi/2$; 5 — нейтронный анализатор. H_L — ведущее магнитное поле. O — ось вращения кристалла.

Для обнаружения эффекта вращения спина нейтрона при прохождении через нецентросимметричный кристалл вектор поляризации падающего на кристалл нейтрона ориентировался в направлении его скорости (ось Y). После прохождения нейтроном кристалла измерялась X -компонента спина, которая при отсутствии эффекта должна равняться нулю. Для изучения спектральной зависимости эффекта использовалась времяпролетная методика. Чтобы исключить ложный эффект,

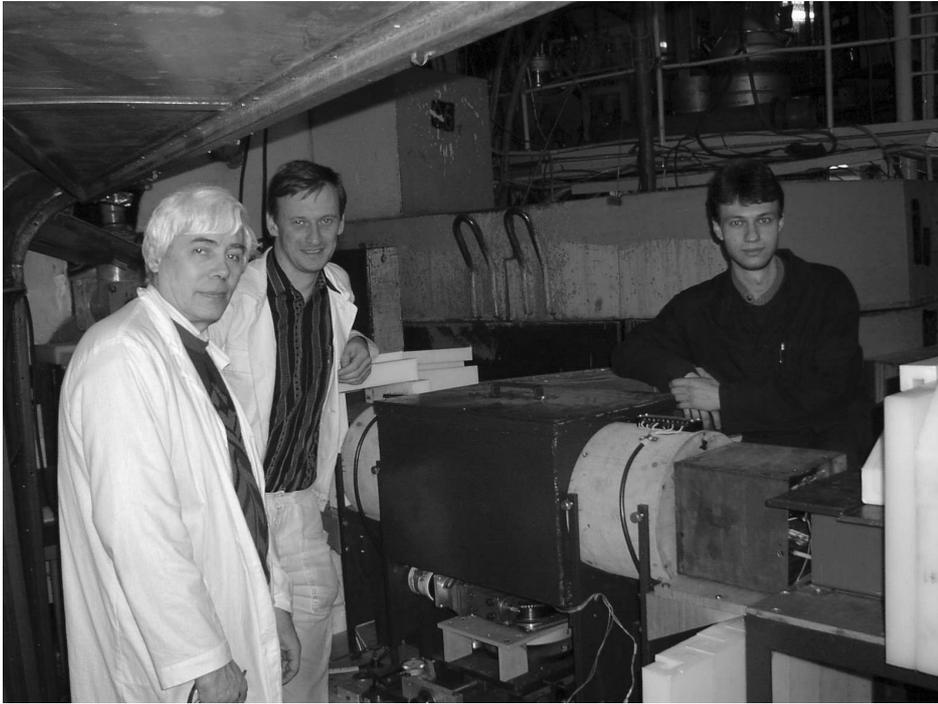


Рис. 5.5: Фотография экспериментальной установки на пучке №2 реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) вместе с основными участниками эксперимента.

связанный с ненулевой величиной X -компоненты вектора поляризации в условиях реального эксперимента, измерения проводились при двух положениях кристалла, отличающихся поворотом на 180° вокруг оси Z . Такой поворот эквивалентен замене \mathbf{v} на $-\mathbf{v}$. При этом изучаемый эффект изменяет знак, см. выражение (5.5).

В эксперименте использовался кристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3,5 \text{ см}^3$. Угол поворота кристалла β отсчитывался от оси $[110]$ (ось X_3). Были проведены измерения спектральной зависимости угла поворота спина нейтрона при положениях кристалла, соответствующих $\beta = 90^\circ$ и 30° . На рис. 5.6, 5.7 показаны примеры экспериментальных зависимостей величины угла поворота спина $\Delta\varphi$ от длины волны падающего нейтрона.

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

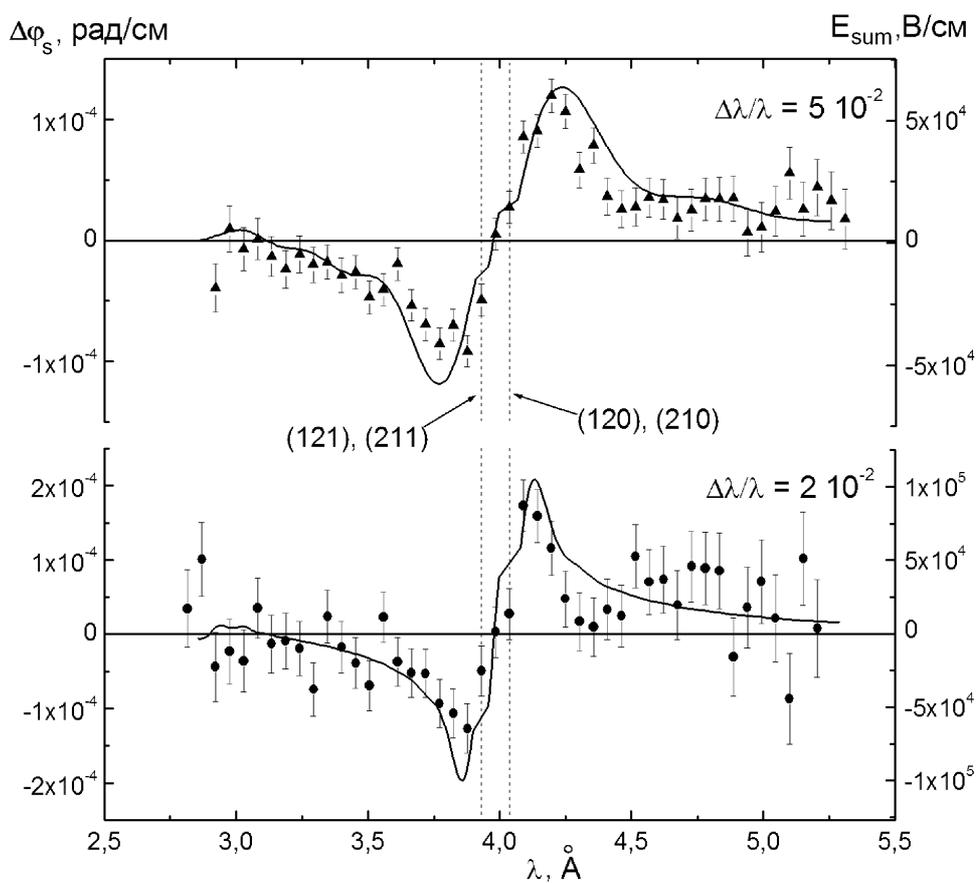


Рис. 5.6: Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при $\beta = 90^\circ$ для двух значений степени монохроматичности пучка $\Delta\lambda/\lambda$.

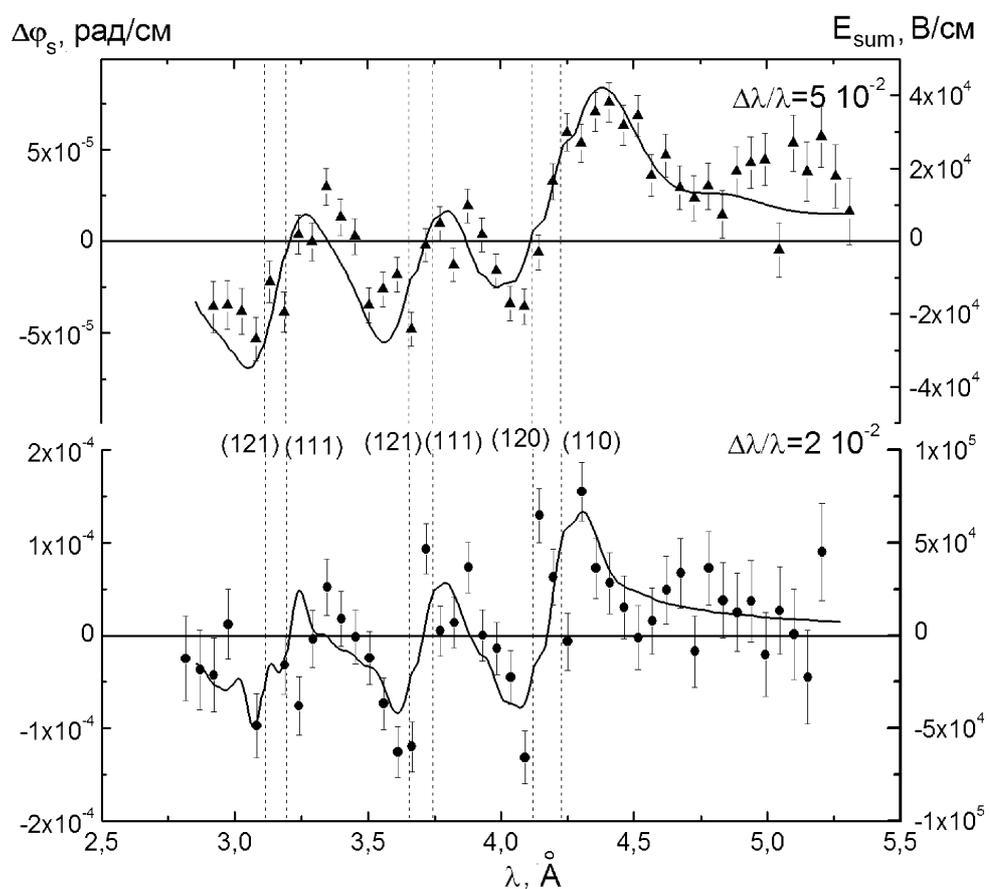


Рис. 5.7: Спектральная зависимость угла поворота вектора поляризации при $\beta = 30^\circ$ для двух значений степени монохроматичности пучка $\Delta\lambda/\lambda$.

знака Δ_g^ϵ).

Сплошные кривые есть расчетные зависимости, полученные усреднением зависимости (5.5) по длинам волн нейтронов в пределах, которые определяются степенью некогерентности 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 E_{sum} . Случай, изображенный на рис. 5.6, соответствует ситуации, когда все плоскости, дающие вклад в E_{sum} , пересекаются практически в одной точке, при этом вклады от отдельных плоскостей складываются, что несколько увеличивает суммарный эффект и облегчает его обнаружение. На рис. 5.7 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 нейтроно-оптические эксперименты имеют очень высокую светосилу, поскольку интенсивность проходящего пучка нейтронов на много порядков выше интенсивности продифрагировавших пучков.

5.3 Эффект вращения спина при прохождении нейтронов в направлениях близких к брэгговским

Интересно рассмотреть случай когда отклонение от условия Брэгга составляет не $10^3 - 10^4$ брэгговских ширин, как в предыдущем параграфе, а 1 – 10. В этом случае будет преобладать эффект от одной конкретной кристаллографической плоскости и уравнений для энергии нейтрона в кристалле (5.1) можно упростить

$$E_k = E - V_0 - \frac{|V_g|^2}{E_k - E_{k_g}} \quad (5.11)$$

где $E = \hbar^2 k_0^2 / 2m$ — энергия падающего нейтрона, V_0 — нулевая гармоника или средний потенциал кристалла, V_g — g -гармоника периодического потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом, E_k и E_{k_g} — энергии нейтрона в состояниях $|k\rangle$ и $|k + g\rangle$, соответственно.

Тогда, величина и знак электрического поля действующего на нейтрон определяются свойствами кристалла и величиной и знаком параметра отклонения от условия Брэгга:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_g \cdot v_g^N / \Delta_g^\epsilon, \quad (5.12)$$

$\mathbf{E}_g = \mathbf{g} v_g^E \sin \Delta\phi_g$ — межплоскостное электрическое поле, действующее на нейтрон при точном выполнении условия Брэгга, \mathbf{g} — вектор обратной решетки, v_g^E — амплитуда g -гармоники электрического потенциала кристалла, $\Delta\phi_g$ — разность фаз g -гармоник электрического и ядерного потенциалов кристалла, $\Delta_g^\epsilon = (E_k - E_{k_g})/2$ — параметр отклонения от условия Брэгга, выраженный в энергетических единицах.

Таким образом, если мы сумеем выделить из всего пучка только те нейтроны, которые прошли через кристалл с определенным параметром отклонения от брэгговского условия (т.е. с энергией, на заданную величину отличающейся от брэгговской), тем самым выделим такие нейтроны, которые прошли через кристалл в определенном электрическом поле. Изменение параметра отклонения позволяет менять величину и знак этого поля. Для выделения нейтронов, прошедших через „рабочий“ кристалл с определенным параметром отклонения от точного брэгговского условия, можно использовать второй кристалл — специальный монокристаллический кварцевый отражатель-монокроматор с регулируемым (за счет нагрева или охлаждения) межплоскостным расстоянием.

Наличие электрического поля приводит к тому, что в системе отсчета, связанной с движущимся нейтроном, возникает “швингеровское” магнитное поле

$$\mathbf{H}_S = [\mathbf{E} \times \mathbf{v}_{||}] / c. \quad (5.13)$$

Швингеровское взаимодействие магнитного момента нейтрона с полем \mathbf{H}_S приводит к прецессии спина нейтрона вокруг направления этого поля. Угол поворота спина будет равен

$$\varphi_s = \frac{4\mu H_S L_c}{\hbar v_{\perp}}, \quad (5.14)$$

L_c – толщина кристалла, v_{\parallel} и v_{\perp} – компоненты скорости нейтрона, направленные параллельно и перпендикулярно кристаллографическим плоскостям, соответственно.

Наличие ЭДМ у нейтрона приведет к повороту спина вокруг \mathbf{E} на угол

$$\varphi_d = \frac{d_n \mathbf{E} L}{\hbar v_{\perp}} \quad (5.15)$$

где L/v_{\perp} – время пребывания нейтрона в кристалле, $v_{\perp} \approx \hbar g/2m \equiv \text{const}$ – компонента скорости нейтрона вдоль вектора обратной решетки \mathbf{g} , т.е. перпендикулярно кристаллографическим плоскостям. Чтобы измерить ЭДМ нейтрона нужно иметь возможность менять знак электрического поля \mathbf{E} . Это можно сделать изменив знак параметра отклонения Δ_g^e , см. уравнение (5.12).

Нетрудно заметить, что в случае, когда направление электрического поля совпадает со скоростью нейтрона, т.е. при угле дифракции равном $\pi/2$, угол поворота спина за счет швингеровского взаимодействия становится равным нулю:

$$\varphi_s = \frac{\mu \mathbf{E} v_{\parallel} L}{c \hbar v_{\perp}} = \frac{\mu \mathbf{E} L}{c \hbar} \text{ctg} \theta_B \xrightarrow{\theta_B \rightarrow \pi/2} 0. \quad (5.16)$$

Таким образом, в такой геометрии возникает возможность существенного уменьшения влияния швингеровского взаимодействия, проводя эксперимент при угле дифракции равном $\pi/2$.

В соответствии с этой идеей была предложена методика проведения эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона [108]. Схема показана на рис. 5.8. Для выделения нейтронов с определенным параметром отклонения от точного брэгговского условия был использован специальный монокристаллический кварцевый отражатель-монокроматор с отражающими плоскостями, расположенными параллельно тем же плоскостям рабочего кристалла (два кристалла в параллельном положении). В такой схеме эксперимента можно реализовать стандартную схему отражения под $\pi/2$, используемую в спектрометрах обратного рассеяния.

Для того, чтобы ввести разъюстировку между отражателем и рабочим кристаллом предлагается использовать тепловое расширение

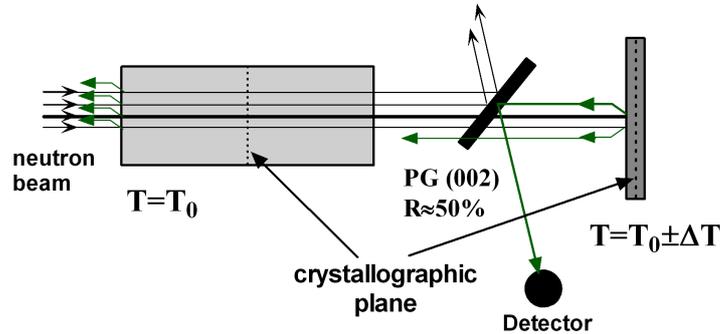


Рис. 5.8: Принципиальная схема эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона при отражении под $\pi/2$. Длина волны и энергия зарегистрированного нейтрона, прошедшего через рабочий кристалл, определяется межплоскостным расстоянием d отражателя и мы можем управлять этой величиной путем изменения температуры отражателя.

кварца, см. рис. 5.9. Температура T^0 рабочего кристалла поддерживается постоянной, а температура отражателя варьируется в пределах $T = T^0 \pm \Delta T$, что приводит к изменению межплоскостного расстояния

$$\tilde{d} = d_0(1 + \alpha_T \Delta T), \quad (5.17)$$

где α_T – коэффициент теплового расширения кварца в направлении перпендикулярном отражающим плоскостям. Характерная величина $\alpha_T \sim 10^{-5}$. Брэгговская ширина для плоскости (110) кварца приблизительно такая же $\Delta\lambda_B/\lambda = 1 \cdot 10^{-5}$, т.е. изменение температуры отражателя на 1К приводит к смещению по длине волны положения рефлекса на одну брэгговскую ширину. Изменение знака ΔT приведет к изменению знака параметра Δ_g и, как следствие, к изменению знака электрического поля, которое действовало на зарегистрированный нейтрон, прошедший через кристалл.

В 2004-2006гг. на реакторах ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) и HFR (ИЛЛ, Гренобль, Франция) был проведен цикл исследований новых эффектов, обусловленных взаимодействием нейтронов с нецентросимметричным кристаллом при их прохождении через кристалл вблизи брэгговских условий для кристалла кварца, кристаллографическая плоскость (110) [108, 109, 110]. Схема эксперимента приведена на рис. 5.10. Фотография команды участников, проводившей этот эксперимента, приведена на рис. 5.11 на фоне экспериментальной установки.

Пучок поляризованных нейтронов после флиппера попадает на ра-

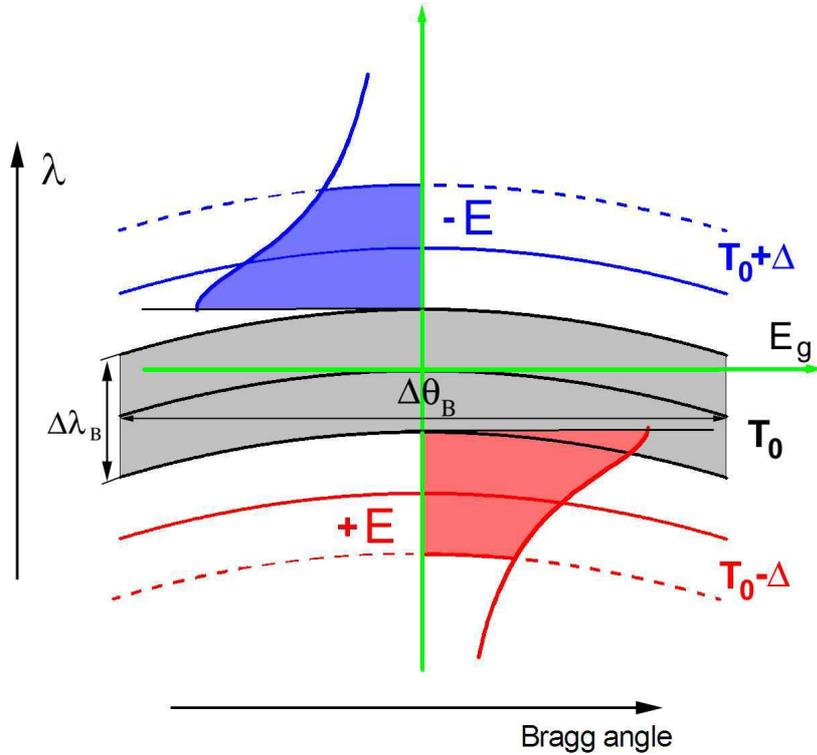


Рис. 5.9: Величина и знак электрического поля действующего на нейтрон определяются параметром отклонения от точного условия Брэгга. Чтобы переключить знак электрического поля, нужно выбрать нейтроны с разной энергией, немного большей или меньшей брэгговской.

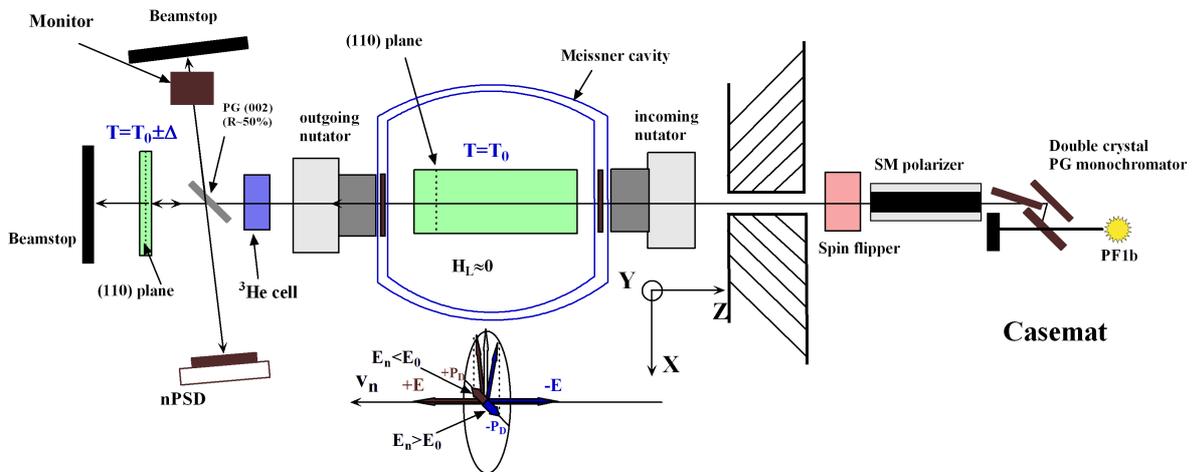


Рис. 5.10: Схема эксперимента.

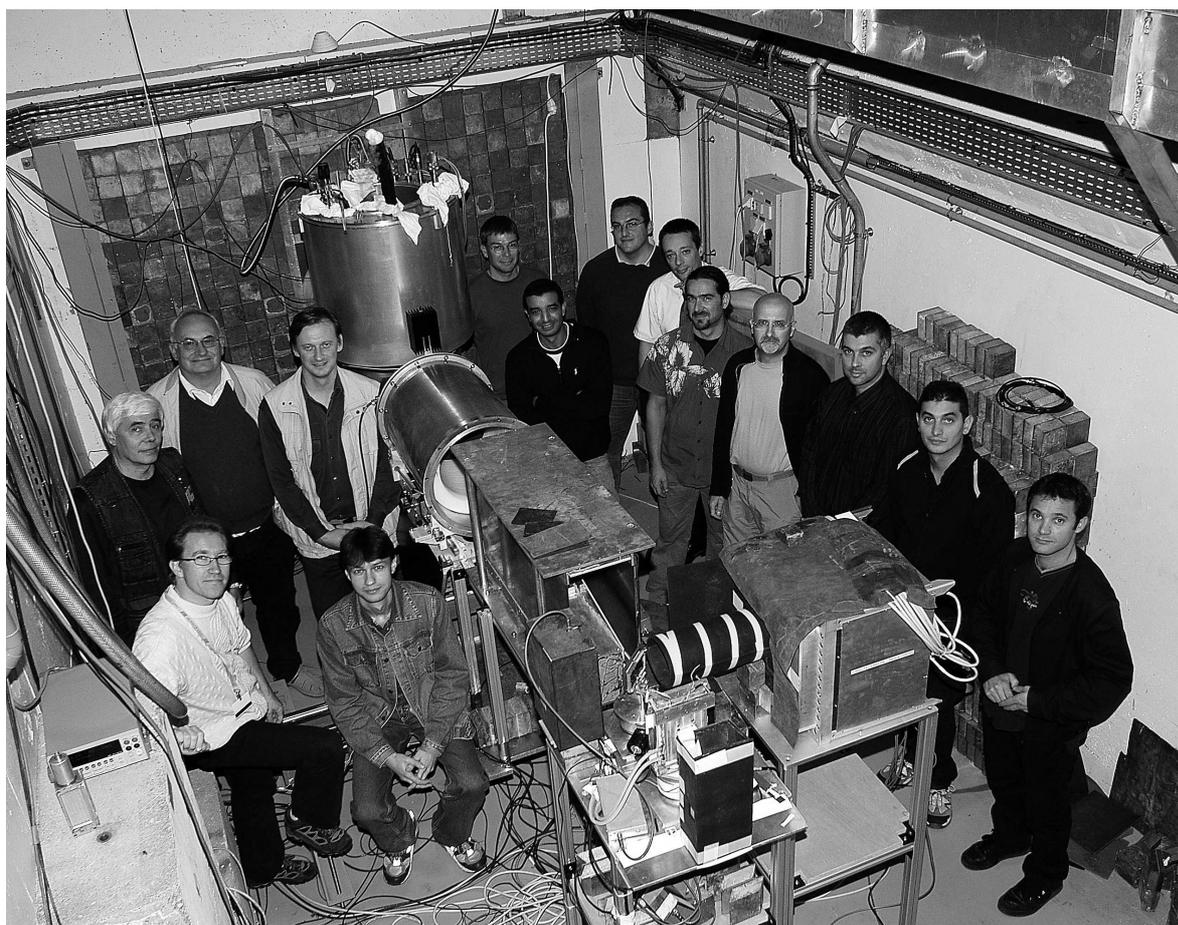


Рис. 5.11: Фотография экспериментальной установки на пучке PF1b реактора ILL (Гренобль, Франция) вместе с командой, проводившей этот эксперимент.

бочий кристалл, помещенный в сверхпроводящий экран, т.е. в область, условно говоря, нулевого магнитного поля, в котором происходит свободная прецессия спина в остаточных магнитных полях и в электрическом поле рабочего кристалла (за счет швингеровского и ЭДМ взаимодействий).

Направление начальной поляризации пучка нейтронов и направление анализа поляризации определяются магнитными полями на входе в сверхпроводящий экран и выходе из него. 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 поляризации, 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, так как использование анализатора, основанного на зеркальном отражении от намагниченной поверхности, неизбежно приведет к угловому смещению пучка нейтронов и разъюстировке двухкристалльной 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, прошедшие через монохроматор, попадают на кварцевый монокристалл-отражатель, возвращаются назад ($\sim 50\%$ из них отражается PG монохроматором) и попадают на детектор. На PG монохроматоре теряется 75% (2 раза по 50%) интенсивности.

Кварцевый кристалл-отражатель отражает нейтроны, соответствующие его (отражателя) межплоскостному расстоянию d , которое регулируется температурой кристалла. Другими словами, отражатель отбирает из всего пучка нейтроны с заданной длиной волны и отклонение этой длины волны от брэгговской для рабочего кристалла, определяет величину и знак электрического поля в котором эти нейтроны прошли через рабочий кристалл, см. рис. 5.9 и уравнение (5.12). Отметим еще раз, что угол рассеяния нейтронов при отражении от кварцевого кристалла-отражателя $\approx \pi$. *Точность поворота нейтронов назад при отражении задает нам уровень возможной систематической*

ошибки эксперимента.

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 ИЛЛ конструкции, именуемой CRYOPAD [91]. Такая конструкция позволяет провести одновременно с основным опытом ряд тестовых экспериментов и избавиться от некоторых ложных эффектов, симулирующих ЭДМ нейтрона.

Экспериментальная зависимость интенсивности нейтронов, регистрируемых детектором, от разницы температур двух кристаллов показана на рис. 5.12. При совпадении межплоскостного расстояния для двух кристаллов мы должны иметь минимум интенсивности, что и наблюдалось, см. рис. 5.12. Интересно отметить, что на уровне $\Delta d/d \sim 10^{-5}$ было обнаружено несовпадение межплоскостных расстояний двух кристаллов кварца, используемых в эксперименте. Это явление никак не сказывается на наблюдаемых эффектах, однако не совсем понятны причины его возникновения. Возможно это связано с разными условиями роста – один из монокристаллов выращен искусственным образом в г. Александрове под Москвой, а второй представляет собой образец естественного кварца, который вырос на Урале в природных условиях.

Результаты измерений величины поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия, см. (5.14) при угле дифракции равном $\theta_B = 86^\circ$ и толщине кристалла равной $L = 14$ см показаны на рис. 5.13. Из этих измерений можно получить величину электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, см. (5.14) и (5.13), которая и отложена по правой оси. Видно, что величина электрического поля достигает $0.7 \cdot 10^8$ В/см и переключение знака этого поля осуществляется изменением температуры кристалла-отражателя всего на 1К.

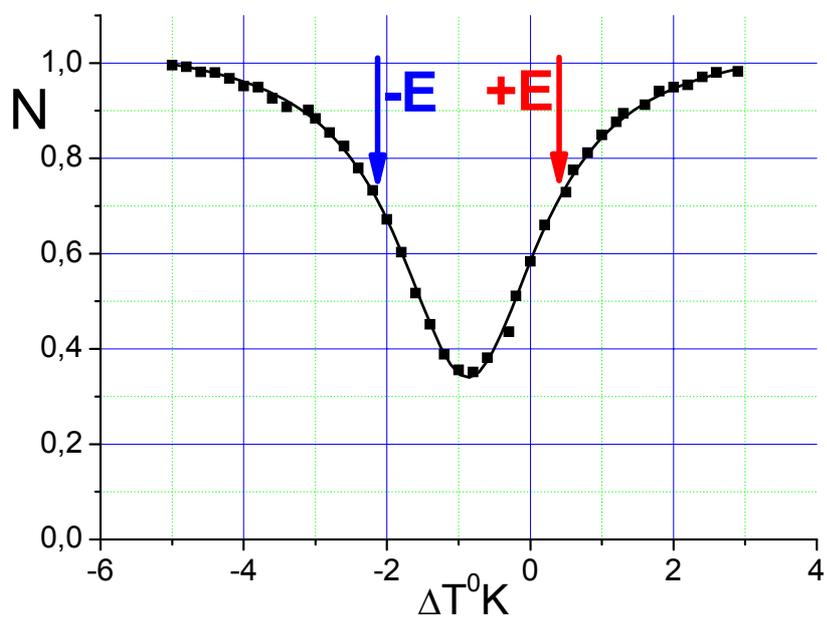


Рис. 5.12: Зависимость интенсивности регистрируемой детектором от разницы температур двух кристаллов. Стрелками показаны температуры, соответствующие максимальному значению величины электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, см. рис.5.13.

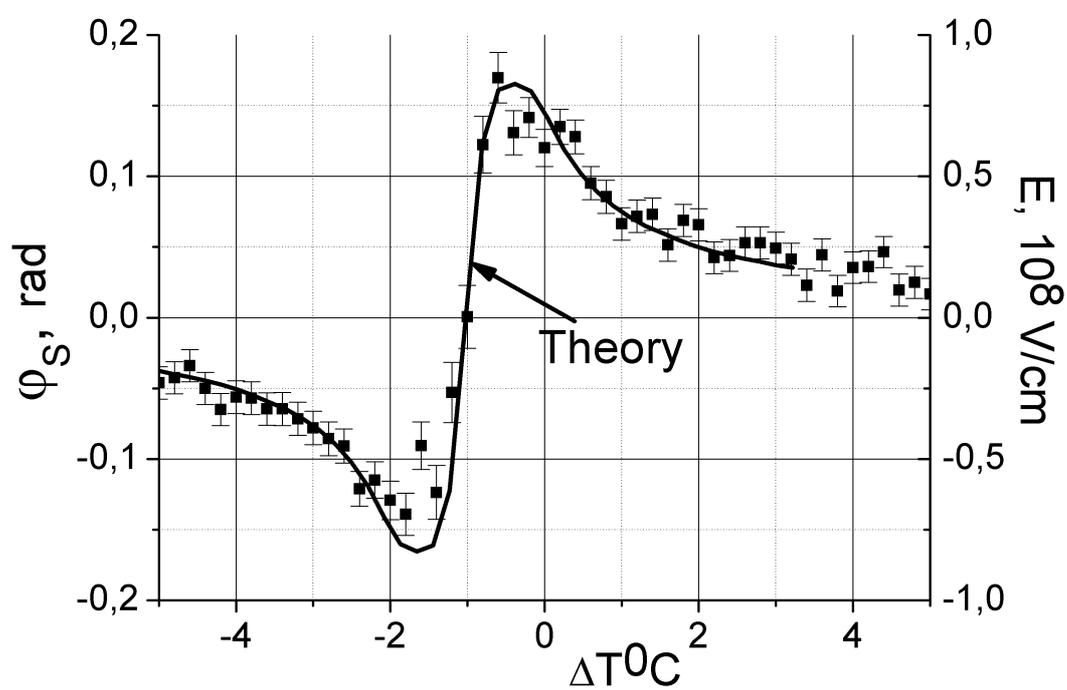


Рис. 5.13: Зависимость угла поворота спина нейтрона в швингеровском поле при дифракции на плоскости (110) кристалла кварца длиной 14 см при угле дифракции, равном 86° . По правой оси ординат отложена величина электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле.

Глава 6

Эксперимент по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона

6.1 Введение

Как известно, слабый принцип эквивалентности заключается в равенства или эквивалентности инертной и гравитационной масс любых объектов и является краеугольным камнем общей теории относительности Эйнштейна. Для макроскопических объектов этот принцип проверен с фантастической точностью, см. например [92]. Первые опыты были сделаны еще бароном Этвешем еще в конце XIX – начале XX века [93]. Однако, для элементарных частиц равенство инертной и гравитационной масс известно с очень плохой точностью, что связано со слабостью гравитационного взаимодействия на межатомных расстояниях, где доминируют электромагнитные и сильные взаимодействия.

Рассматриваемые кристалл-дифракционные явления открывают новые перспективы в подобного рода эксперименте.

При дифракции по Лауэ хорошо известен эффект дифракционного усиления, который состоит в значительном отклонении направления распространения излучения внутри кристалла при небольшом изменении направления падающего излучения [70]. Изменение направления падающего пучка в пределах брэгговской ширины (несколько угловых секунд) приводит к изменению направления дифракционного пучка на удвоенный брэгговский угол $2\theta_B$ (несколько десятков градусов). Для нейтронов, данный эффект был экспериментально обнаружен в работе

[94]. Наличие такого усиления, в частности, приводит к существенному влиянию деформации на распространение в кристаллах рентгеновских лучей [95, 96] и нейтронов [41]. В работах [97] и [98] данный эффект усиления предлагалось использовать для поиска заряда нейтрона и изучения гравитационных свойств нейтрона, соответственно.

Влияние гравитации на нейтрон, дифрагирующий по Лауэ в упруго изогнутом кристалле, было впервые обнаружено в работе [41].

Ранее гравитационное взаимодействия нейтрона исследовалось с использованием интерферометров на совершенных кристаллах [99, 100] и дифракционных решеток [101].

Недавно, был предсказан [39] и экспериментально обнаружен [77] эффект существенного „замедления“ нейтрона при дифракции по Лауэ при углах Брэгга θ_B , близких к $\pi/2$. Было показано, что время пребывания нейтрона в кристалле растет с увеличением угла дифракции как $\sim \operatorname{tg} \theta_B$ и может быть увеличено как минимум на порядок при $\theta_B \sim (84 - 86)^\circ$. Такое явление должно приводить к усилению эффектов, обусловленных влиянием внешней силы, действующей на дифрагирующий нейтрон, поскольку увеличивается время воздействия этой силы. Таким образом, при больших углах дифракции, кроме известного фактора дифракционного усиления, должен существовать дополнительный фактор, обусловленный увеличением времени пребывания нейтрона в кристалле.

Действие внешней силы на нейтрон приводит к изменениям его направления движения и длины волны. Для дифрагирующего нейтрона это эквивалентно изгибу кристаллографической плоскости и изменению межплоскостного расстояния, т.е. некоторой деформации кристалла, см. [98, 41]. Поэтому, в качестве первого этапа, было проведено исследование влияния малых упругих деформаций кристалла на дифракцию нейтрона [102].

6.2 Распространение нейтрона в кристалле

Рассмотрим случай симметричной дифракции нейтронов по Лауэ в непоглощающем кристалле на системе кристаллографических плоскостей, описываемой вектором обратной решетки $g = 2\pi/d$, где d — межплоскостное расстояние, см. рис. 6.1. В данном случае волновая

функция нейтрона в кристалле представляет собой суперпозицию двух блоховских волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, соответствующих различным ветвям дисперсионной поверхности [52].

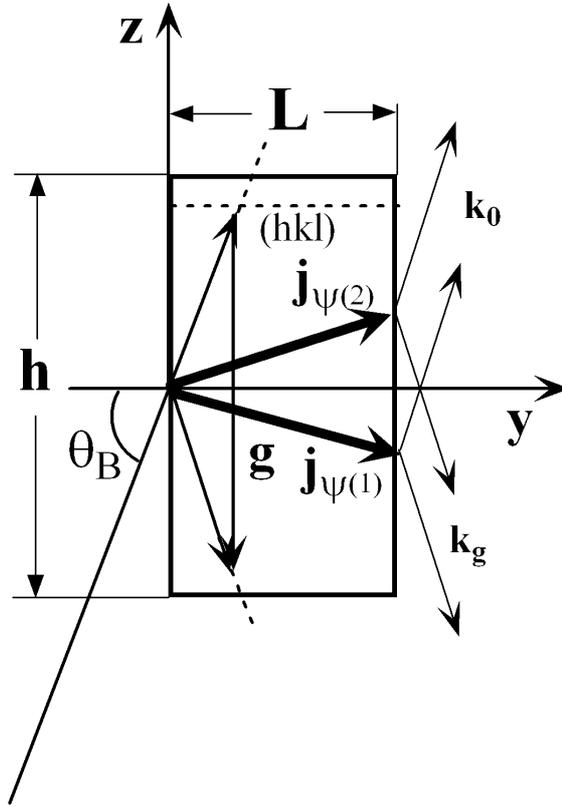


Рис. 6.1: Симметричный случай дифракции по Лауэ в ограниченном кристалле. $\mathbf{j}_{\psi^{(1)}}$ и $\mathbf{j}_{\psi^{(2)}}$ – направления распространения плотности потока нейтронов („траектории Като“) для двух типов блоховских волн.

Наличие деформации кристалла означает, что величина и/или направление вектора обратной решетки \mathbf{g} зависит от пространственных координат Y и Z , рис.6.1. В случае, когда ориентация плоскости и межплоскостное расстояние меняются на расстоянии экстинкционной длины меньше, чем соответствующая брэгговская ширина, влияние деформации на процесс дифракции в двухволновом приближении можно описать, используя эйкональную теорию Като [70]. В ней вводится, так называемая, „сила Като“ f_k под действием которой изменяется направление плотности потока нейтронов в кристалле. Эта сила направлена вдоль вектора обратной решетки \mathbf{g} , а ее величина определяется деформацией кристалла. Практически, однако, удобнее использовать

несколько иную формулировку, используемую в монографии [60]. Вводится параметр отклонения от условия Брэгга:

$$\alpha(y, z) = \frac{g^2 + 2(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{g})}{k_0^2} \quad (6.1)$$

где k_0 – волновой вектор нейтрона в кристалле. В такой формулировке выражение для f_k выглядит как [41, 60]

$$f_k(y, z) = -\frac{k_0}{4 \cos \theta_B} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial y} \right) \alpha(y, z), \quad (6.2)$$

где θ_B – угол Брэгга, $c \equiv \operatorname{tg} \theta_B$,

Направления распространения плотности потока нейтронов определяются касательными к „траекториям Като“, уравнения которых для двух типов блоховских волн в кристалле имеют вид [41]

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c}{m_0} f_k(y, z), \quad (6.3)$$

где $m_0 \equiv 2F_g d/V$ – так называемая „масса Като“, V – объем элементарной ячейки кристалла $F_g = \sum_j f_j e^{i(\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_j)}$ – структурный фактор отражения нейтронов, здесь суммирование ведется по атомам одной элементарной ячейки, f_j и \mathbf{r}_j амплитуда рассеяния нейтронов j -м атомом и его положение в элементарной ячейке, соответственно. Знак \pm в уравнении (6.3) соответствует двум различным типам блоховских волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$.

Рассмотрим простейший тип деформации – линейную зависимость межплоскостного расстояния от z , $d = d_0(1 + \xi z)$, см. рис. 6.1. В этом случае „сила Като“ будет равна

$$f_k(y, z) = \frac{1}{2} c g \xi, \quad (6.4)$$

и уравнение движения нейтрона в кристалле примет вид

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c^2 g \xi}{2m_0}. \quad (6.5)$$

Правая часть уравнения (6.5) пропорциональна квадрату тангенса угла дифракции $c^2 = \operatorname{tg}^2 \theta_B$, поэтому, для углов Брэгга $\theta_B \approx (84 - 88)^\circ$

влияние деформации будет усилено приблизительно в 100 – 1000 раз, по сравнению с углами $\theta_B \approx 45^\circ$.

Как следует из уравнений (6.2) и (6.1) „сила Като“ возникает за счет пространственной зависимости параметра отклонения α от условия Брэгга. Таким образом, если мы поместим недеформированный кристалл в некоторое потенциальное поле, действующее на нейтрон в направлении вектора обратной решетки \mathbf{g} , то получим такой же результат как и для деформированного кристалла, но за счет зависимости уже не вектора обратной решетки, а волнового вектора нейтрона от пространственных координат y и z . Влияние внешней силы на дифрагирующий нейтрон было рассмотрено в работе [98].

Можно показать, что внешняя сила \mathbf{F}_{ext} , действующая на нейтрон вдоль вектора обратной решетки \mathbf{g} (оси Z, см. рис. 6.1) эквивалентна градиенту межплоскостного расстояния в этом же направлении с величиной

$$\xi_f = \frac{F_{\text{ext}}}{2E_n}, \quad (6.6)$$

где E_n – энергия нейтрона внутри кристалла.

Таким образом, уравнение траектории Като нейтрона в кристалле под действием внешней силы будет иметь вид

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c^2 g F_{\text{ext}}}{2m_0 2E_n}, \quad (6.7)$$

а уравнение траектории нейтрона в пустом пространстве под действием той же силы запишется как

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{F_{\text{ext}}}{2E_n}. \quad (6.8)$$

Сравнив эти уравнения, нетрудно заметить, что они отличаются фактором

$$K_e = \pm \frac{c^2 g}{2m_0}, \quad (6.9)$$

который зависит от угла дифракции как $\text{tg}^2 \theta_B$.

Численные оценки величин K_e для плоскостей (110) и (200) кристалла кварца дают следующие результаты:

$$K_e^{(110)} = \pm 1.8 \cdot 10^5 c^2, \quad (6.10)$$

$$K_e^{(200)} = \pm 1.4 \cdot 10^6 c^2. \quad (6.11)$$

Для угла Брэгга $\theta_B = 87^\circ$ ($c=20$) получаем

$$K_e^{(110)} = \pm 0.7 \cdot 10^8, \quad (6.12)$$

$$K_e^{(200)} = \pm 0.6 \cdot 10^9. \quad (6.13)$$

Таким образом, кристалл толщиной 10 см эквивалентен пролетной базе приблизительно в 1 км для свободного нейтрона. Нужно отметить, что эффект усиления, связанный с большим отношением угла Брэгга к брэгговской ширине, хорошо известен и иногда трактуется как уменьшения „эффективной массы“ дифрагирующего нейтрона, см. например [94]. Он может достигать величин $10^5 - 10^6$, однако мы впервые обратили внимание на то, что существует дополнительный фактор усиления, связанный с замедлением нейтрона при больших углах дифракции, пропорциональный $\text{tg}^2 \theta_B$. Таким образом, совокупный фактор усиления влияния малых воздействий на дифрагирующий нейтрон может достигать величины 10^9 .

6.3 Эксперимент

Эксперимент был проведен на реакторе ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина). Схема эксперимента показана на рис. 6.2. Исследовалась дифракция нейтронов на плоскости (110) ($d=2.45\text{\AA}$) кристаллов кварца с размерами $140 \times 35 \text{ мм}^2$ и $140 \times 140 \text{ мм}^2$. Деформация осуществлялась путем создания в кристалле градиента температуры. Коэффициент теплового расширения монокристаллического кварца в направлении перпендикулярном плоскости (110) равен $\chi_{(110)} = 1.3 \cdot 10^{-5}/K$. Если разница температур в точках (1) и (3) равна ΔT , см. рис. 6.2, то параметр деформации будет равен

$$\xi = \chi_{(110)} \Delta T / h = 0.93 \cdot 10^{-6} \Delta T, \quad (6.14)$$

где $h = 14 \text{ см}$ – высота кристалла, рис. 6.1. Для регулирования температуры использовались элементы Пельтье. Увеличение деформации кристалла должно приводить к уменьшению интенсивности продифрагировавшего пучка нейтронов за счет сильного искривления траекторий Като нейтронов внутри кристалла, см. рис. 6.3, на котором при-

ведены расчетные траектории для угла дифракции равного 84° и параметра деформации $\xi = 6 \cdot 10^{-8}/\text{см}$, который соответствует $\Delta T = 0.07\text{K}$.

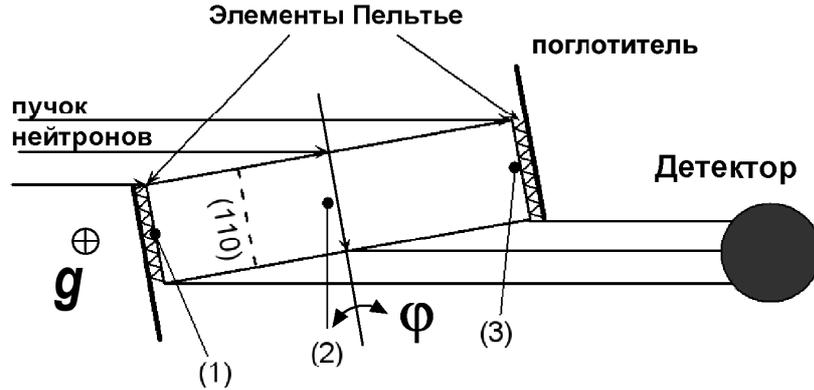


Рис. 6.2: Схема эксперимента. (1), (2), (3) – положения датчиков температуры. g – вектор ускорения свободного падения.

Каждая пара траекторий, симметричная по отношению к оси Y , соответствует определенному направлению падающих нейтронов, и различные пары относятся к слегка различным направлениям, лежащим внутри угловой брэгговской ширины. Можно видеть, что уже такая незначительная деформация приводит к пространственному расхождению Δ_s траекторий двух типов блоховских волн на расстояние в несколько сантиметров. Когда это расхождение достигнет высоты кристалла h , ни один нейтрон не попадет на выходную поверхность кристалла (и, соответственно, на детектор). Нейтроны будут вылетать через торцы кристалла.

Пример зависимости интенсивности от величины деформации ξ показан на рис. 6.4. Ширина W_ξ линии, изображенной на этом рисунке, равна $5 \cdot 10^{-7}/\text{см}$. Используя уравнение (6.6), можно ширину пересчитать в единицы внешней силы F_{ext} . В результате получим $W_F = 3 \cdot 10^{-9}$ эВ/см, что всего в несколько раз больше силы, действующей на нейтрон в поле Земли (10^{-9} эВ/см).

Зависимость ширины линии W_ξ от тангенса угла дифракции $\text{tg } \theta_B$ для кристалла $L = 3.5$ см и $h = 14$ см показана на рис. 6.5.

Теоретическую зависимость W_ξ от $\text{tg } \theta_B$ можно получить из урав-

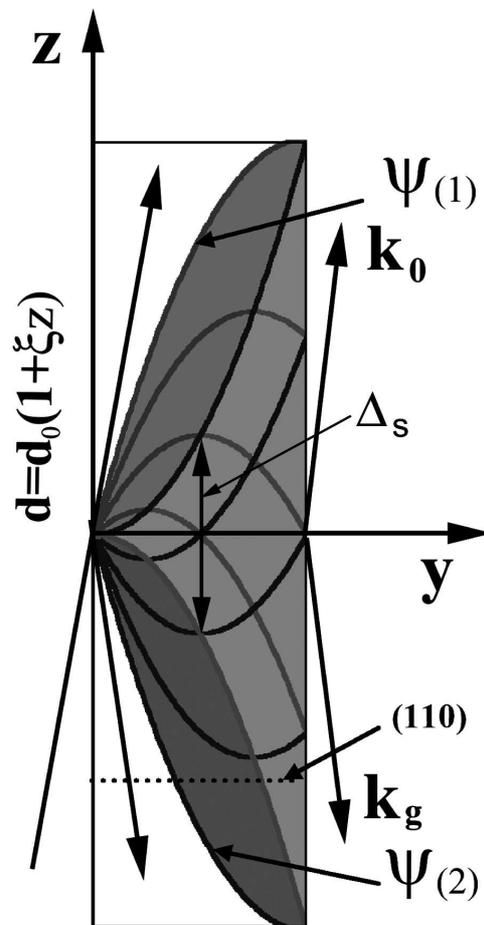


Рис. 6.3: Пример траекторий нейтрона в кристалле с параметром деформации $\xi = 6 \cdot 10^{-8}/\text{см}$ при угле Брэгга $\theta_B = 84^\circ$. Размеры кристалла $L = 3.5$ см по оси Y и $h = 14$ см по оси Z .

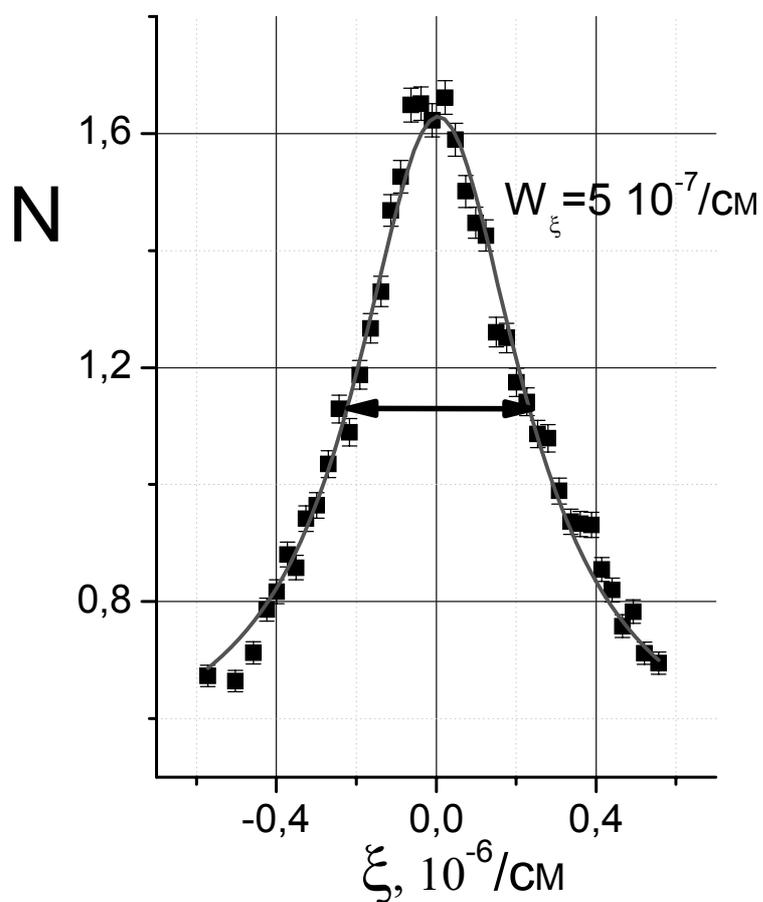


Рис. 6.4: Пример зависимости интенсивности дифракционного пучка от параметра деформации ξ . Угол Брэгга равен 76° , размеры кристалла $L = 14$ см и $h = 14$ см.

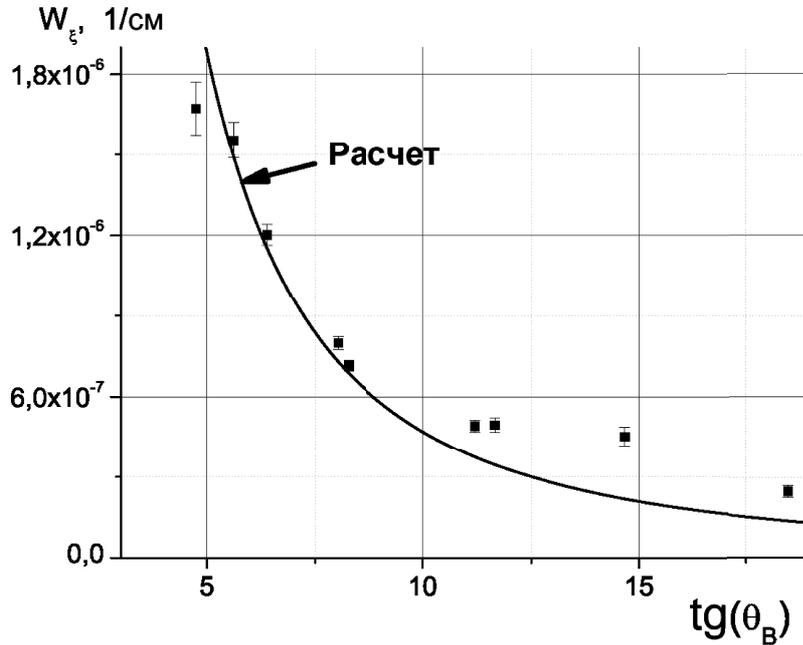


Рис. 6.5: Зависимость ширины линии W_ξ от тангенса угла дифракции. Размер кристалла $L = 3.5$ см и $h = 14$ см.

нения для траектории нейтрона (6.5)

$$W_\xi = \frac{h}{L^2 c^2} \frac{8m_0 d}{\pi}, \quad (6.15)$$

Сплошная кривая, показанная на рис. 6.5, и есть данная зависимость. Видно хорошее согласие теории с экспериментальными значениями вплоть до $c = \text{tg} \theta_B = 10$ ($\theta_B = 86^\circ$). Различие между теорией и экспериментом при $\text{tg} \theta_B > 10$ вызвано, по-видимому, не учетом возможного отражения нейтронов от торцевых граней кристалла, см. рис.6.2, т.к. после такого отражения нейтрон может попасть в детектор, что, эффективно, будет выглядеть как увеличение размера кристалла h вдоль оси Z , рис.6.3.

В данном эксперименте мы имели возможность поворачивать плоскость дифракции на небольшой угол φ , это позволяло регулировать величину и знак проекции гравитационной силы притяжения Земли на вектор обратной решетки, см. рис. 6.2. Другими словами, мы могли регулировать величину и знак внешней силы F_{ext} , действующей на дифрагирующий нейтрон

$$F_{\text{ext}} = m g \sin \varphi \approx m g \varphi, \quad (6.16)$$

где m – гравитационная масса нейтрона, g – ускорение свободного падения.

Как видно из уравнения (6.6), приложенная внешняя сила может быть скомпенсирована деформацией кристалла, таким образом, мы должны видеть зависимость положения линии, показанной на рис. 6.4, от угла φ . Экспериментально измеренная зависимость приведена на рис. 6.6. Сплошная линия есть результат подгонки экспериментальных значений. Чувствительность к внешней силе, см. верхнюю ось абсцисс, находится на уровне $\sim 10^{-11}$ эВ/см, что составляет несколько процентов от гравитационной силы, действующей на нейтрон в поле Земли.

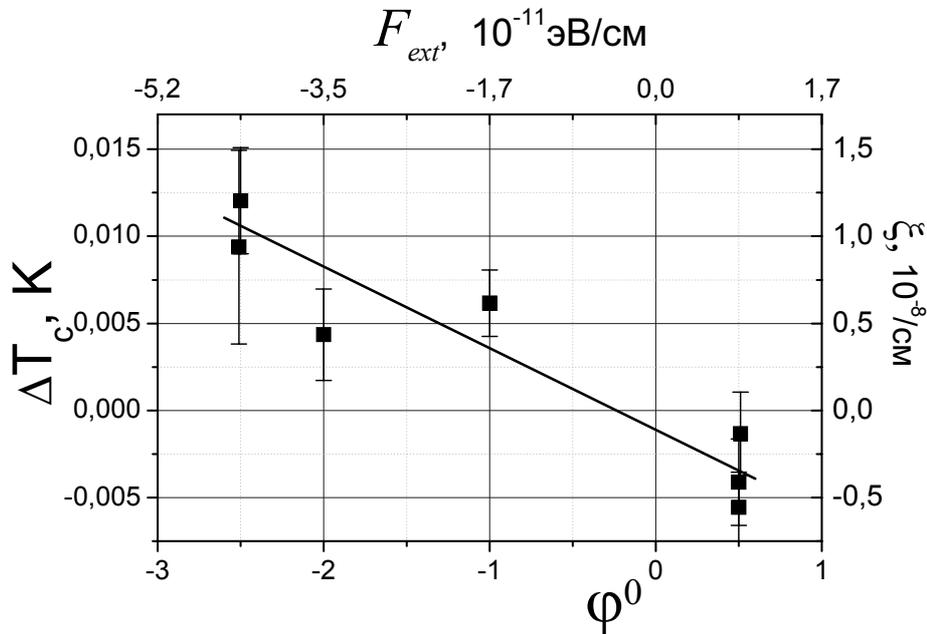


Рис. 6.6: Зависимость положения линии, см. рис. 6.4, от угла наклона плоскости дифракции φ . Соответствующая величина F_{ext} отложена на верхней оси. Положения линии в единицах ΔT и ξ связаны уравнением (6.14)

6.4 Возможные применения эффекта дифракционного усиления

Рассмотрим возможные применения обнаруженных эффектов для измерения малых сил, действующих на нейтрон, с использованием двухкристалльной установки. В двухкристалльной схеме симметричной ди-

фракции по Лауэ известен эффект дифракционной фокусировки [103, 104], который заключается в том, что половина интенсивности продифрагировавшего пучка фокусируется на выходной грани второго кристалла, см. рис. 6.7. Другими словами, на выходе второго кристалла возникает изображение щели, помещенной на вход первого кристалла. Собственное пространственное разрешение такой системы (ширина пятна на выходе, при точечном источнике на входе) равна [103]

$$x_w = \frac{\Lambda \operatorname{tg}(\theta_B)}{2\pi} = \frac{1}{2m_0}. \quad (6.17)$$

где $\Lambda = \pi/(m_0 \operatorname{tg}(\theta_B))$ – длина экстинкции. Отметим, что x_w не зависит от угла дифракции. Расчеты показывают, что величина x_w лежит в интервале $\sim (10 - 50)$ мкм в зависимости от параметров кристаллографической плоскости.

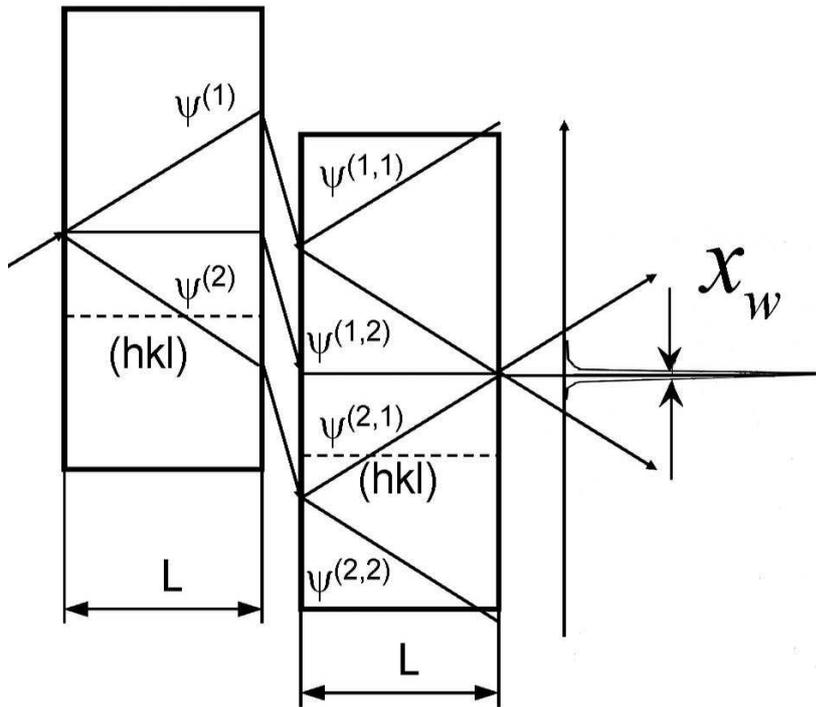


Рис. 6.7: Эффект двухкристальной фокусировки. $\psi^{(i,j)}$ – траектории различных блоховских волн, возбуждаемых в кристаллах.

Присутствие внешней силы приведет к смещению положения фокуса, и соответственно к изменению интенсивности регистрируемых нейтронов (при наличии щелей на входной и выходной поверхностях).

Можно показать, что для достижения максимальной чувствительности необходимо приложить небольшую постоянную силу, что бы сдвинуть положение фокуса на половину ширины выходной щели.

Как следует из (6.7), сдвиг фокуса при приложении внешней силы F_{ext} будет равен

$$\Delta_F = \frac{\pi c^2 L^2}{2m_0 d E_n} F_{\text{ext}}, \quad (6.18)$$

и возрастание величины F_{ext} приведет к изменению интенсивности, так же как это было в случае однокристалльной схемы, см. рис. 6.4. Ширина линии W_F будет определяться размером щелей на входе и выходе δ_s

$$W_F = \frac{2m_0 d E_{rnm}}{\pi c^2 L^2} \delta_s \quad (6.19)$$

Проведенные оценки показывают, что для плоскостей (110) кварца и (220) кристалла кремния величина W_F может быть $\sim 10^{-13}$ эВ/см при размере щелей $\delta_s = 0.01$ см, так что чувствительность к изменению внешней силы для существующих потоков холодных нейтронов может достигать

$$\sigma(F_{\text{ext}}) \sim 5 \cdot 10^{-19} \text{ эВ/см} \quad (6.20)$$

за 100 дней накопления статистики.

Если поместить такую двухкристалльную установку в электрическое поле то наличие у нейтрона электрического заряда q_n приведет к возникновению силы, действующей на нейтрон $F_q = E q_n$.

При величине электрического поля в $E = 50$ кВ/см статистическая чувствительность установки к q_n за 100 дней накопления статистики будет составлять

$$\sigma(q_n) \sim \sigma(F_{\text{ext}})/E \approx 10^{-23} e, \quad (6.21)$$

где e – заряд электрона, что примерно на два порядка ниже современного верхнего предела на данную физическую величину [105].

Второе возможное применение такой установки может быть связано с измерением отношения инертной и гравитационной масс нейтрона. Земля находится на стационарной орбите вокруг Солнца, т.е. для нее гравитационное притяжение Солнца, которое пропорционально гравитационной массе, уравновешено центробежной силой, пропорциональной инертной массе. Если для нейтрона мы будем иметь другое, чем

для Земли, отношение инертной и гравитационной масс, то в системе отсчета Земли на нейтрон будет действовать добавочная сила ¹

$$F_{(G-i)} = \frac{(m_i - m_G) \cdot GM_S}{R_S^2} \quad (6.22)$$

где m_G и m_i – гравитационная и инертная массы нейтрона, G – гравитационная постоянная, M_S – масса солнца R_S – радиус орбиты Земли. Более того, эта сила будет испытывать суточные вариации за счет вращения Земли вокруг своей оси. Сила притяжения Солнца на орбите Земли составляет $F_G = Gm_G M_S / R_S^2 = 6 \cdot 10^{-13}$ эВ/см, таким образом, чувствительность (6.20) соответствует точности

$$\sigma(m_i/m_G) \sim 10^{-6}, \quad (6.23)$$

что более чем на два порядка лучше, чем современное значение [106].

¹Идея этого эксперимента аналогична хорошо известному опыту Этвеша по проверке слабого принципа эквивалентности [93]

Глава 7

Исследование структурного совершенства монокристаллических материалов

7.1 Введение

Изложенный выше метод поиска ЭДМ нейтрона предъявляет серьезные требования к используемым монокристаллам:

1. Группа симметрии кристалла не должна включать в себя центр симметрии.
2. Кристалл должен иметь малое поглощение нейтронов (длина поглощения $L_a > 10$ см).
3. Используемые кристаллы должны быть практически идеальными.

Рассмотрим последнее утверждение более подробно. Как показывает предварительный анализ, разброс в межплоскостном расстоянии $\Delta_d = \Delta d/d$ кристалла приводит к уменьшению величины электрического поля, действующего на нейтрон:

$$E_m = E_0 \cdot \frac{\Delta_B}{\sqrt{\Delta_B^2 + \Delta_d^2}}, \quad (7.1)$$

где $\Delta_B \equiv \Delta\lambda_B/\lambda$, $\Delta\lambda_B$ – брэгговская ширина отражения в единицах длин волн, E_0 – электрическое поле, действующее на нейтрон в идеальном кристалле.

Характерная брэгговская ширина отражения для тепловых или холодных нейтронов составляет $\Delta\lambda_B/\lambda \approx 10^{-5}$, т.е. для сохранения величины электрического поля, действующего на нейтрон, необходимо иметь $\Delta_d \ll 10^{-5}$ по всему объему кристалла.

В настоящее время единственным кристаллом, удовлетворяющим всем вышеперечисленным требованиям, является кристалл кварца. В эксперименте [110] планируется использовать кристалл, состоящий из нескольких блоков, совокупным размером $\sim 120 \times 100 \times 500$ мм³. Учитывая, что разброс межплоскостного расстояния, как уже подчеркивалось, должен быть $\ll 10^{-5}$ по всему объему кристалла, изготовление такого кристалла является достаточно сложной задачей.

Для решения этой проблемы был развит новый метод измерения межплоскостного расстояния, основанный на использовании дифракции нейтронов под углом Брэгга $\sim 90^\circ$ [107]. Основные преимущества данного метода, по отношению к существующим аналогам, заключаются в следующем:

1. Не требуется высокая точность предварительной угловой юстировки кристаллов.
2. Не требуется предварительная подготовка кристалла, т.е. можно исследовать образцы любой формы и огранки.
3. Толщина исследуемого кристалла ограничена только лишь длиной поглощения нейтрона и может достигать ~ 50 см.
4. Относительная точность измерения межплоскостного расстояния может превосходить $\Delta d/d \sim 10^{-7}$.
5. Сравнительно невысокая стоимость экспериментального оборудования, необходимого для проведения таких исследований.

7.2 Описание метода

Суть метода заключается в следующем. Недавно была предложена оригинальная идея эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона кристалл-дифракционным методом при отражении под углом $\sim 90^\circ$ [108]. Характерной особенностью отражения под

90° является отсутствие дисперсии по углу дифракции. Действительно, из хорошо известного закона Вульфа-Брэгга –

$$\lambda = 2d \sin(\theta_B), \quad (7.2)$$

где d – межплоскостное расстояние, λ – длина волны нейтрона, отраженного кристаллом, θ_B – угол дифракции, следует, что при $\theta_B = \pi/2 - \tilde{\theta}_B$

$$\lambda = 2d \sin(\pi/2 - \tilde{\theta}_B) \approx 2d \left(1 - \frac{\tilde{\theta}_B^2}{2}\right), \quad (7.3)$$

т.е. вблизи отражения под $\pi/2$

$$\frac{d\lambda}{d\tilde{\theta}_B} \approx -2d \cdot \tilde{\theta}_B \xrightarrow{\tilde{\theta}_B \rightarrow 0} 0. \quad (7.4)$$

Для исследования параметров элементарной ячейки кристалла обычно используют двухкристальную схему эксперимента в параллельном (бездисперсионном) положении кристаллов (рис.7.1).

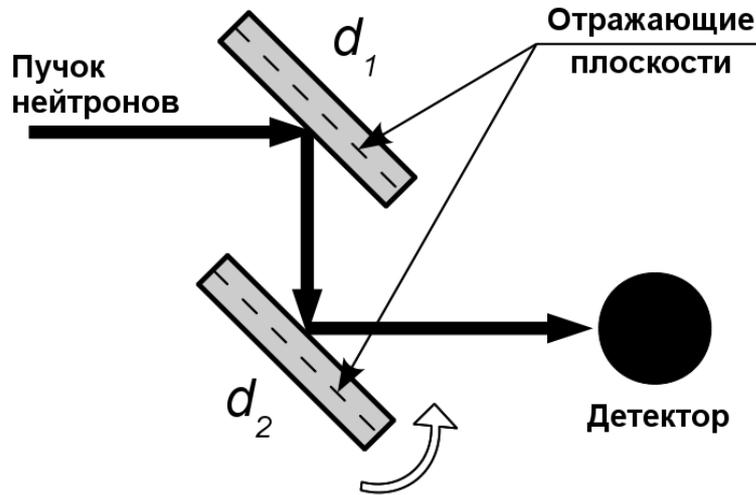


Рис. 7.1: Принципиальная схема двухкристального спектрометра.
 d_1 и d_2 - межплоскостное расстояние двух разных кристаллов

Поворачивая один из кристаллов и измеряя интенсивность отражения в зависимости от угла поворота, получим так называемую кривую качания. Из углового положения максимума этой кривой можно получить разницу межплоскостных расстояний двух кристаллов.

При обычных углах дифракции ($\theta_B \sim \pi/4$) разницу межплоскостных расстояний можно скомпенсировать углом дифракции так, чтобы $\lambda = 2d_1 \sin(\theta_{B1}) = 2d_2 \sin(\theta_{B2})$. Однако, для определения разницы межплоскостных расстояний, $\Delta d = d_1 - d_2$, нужно знать абсолютное значение $\Delta\theta_B = \theta_{B1} - \theta_{B2}$, что является весьма непростой технической задачей, так как речь идет об ориентации кристаллографических плоскостей, а не внешней огранки кристаллической пластины. Например, оценки показывают, что для получения точности измерения $\Delta d/d \sim 10^{-7}$ требуется наличие предварительной информации об ориентации кристаллографических плоскостей относительно огранки кристалла с точностью 10^{-7} рад. Это соответствует $\sim 0,02$ угл. секунды, что находится на пределе современных технических возможностей и требует серьезных материальных затрат.

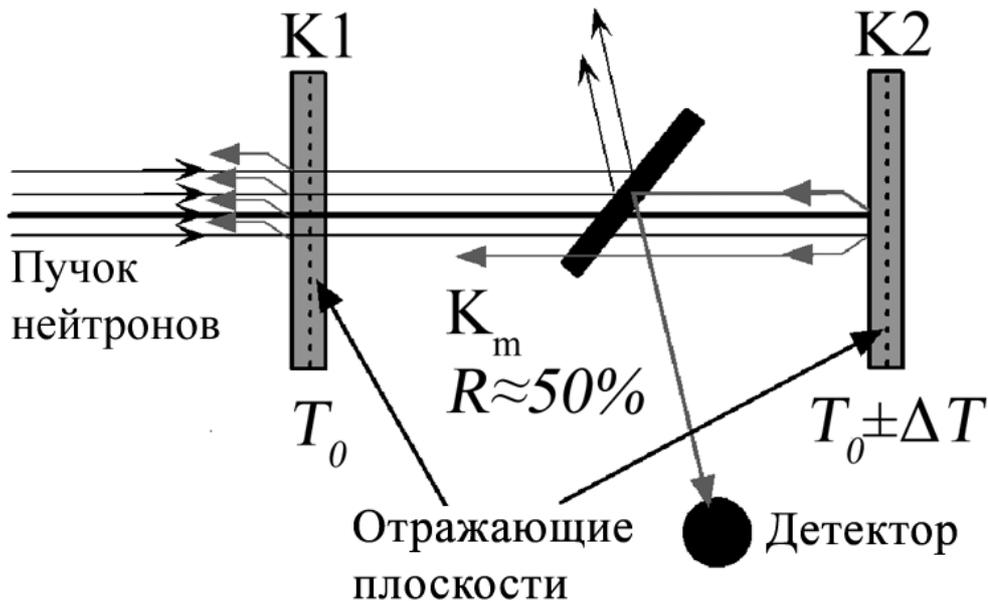


Рис. 7.2: Принципиальная схема спектрометра обратного рассеяния

Принципиальная схема спектрометра отражения под $\pi/2$ показана на рис. 7.2. Разница в величине межплоскостного расстояния двух кристаллов K1 и K2 приводит к возникновению рефлекса от второго кристалла K2, который после отражения от кристалла K_m регистрируется детектором.

Дополнительный мозаичный кристалл K_m , с коэффициентом отражения равным 50%, необходим для пространственного разделения

падающей и отраженной волн. Работа такого спектрометра поясняется на рис. 7.3. Изменение температуры второго кристалла (К2, рис. 7.2) приводит к изменению длины волны рефлекса, но не приводит к его угловому смещению.

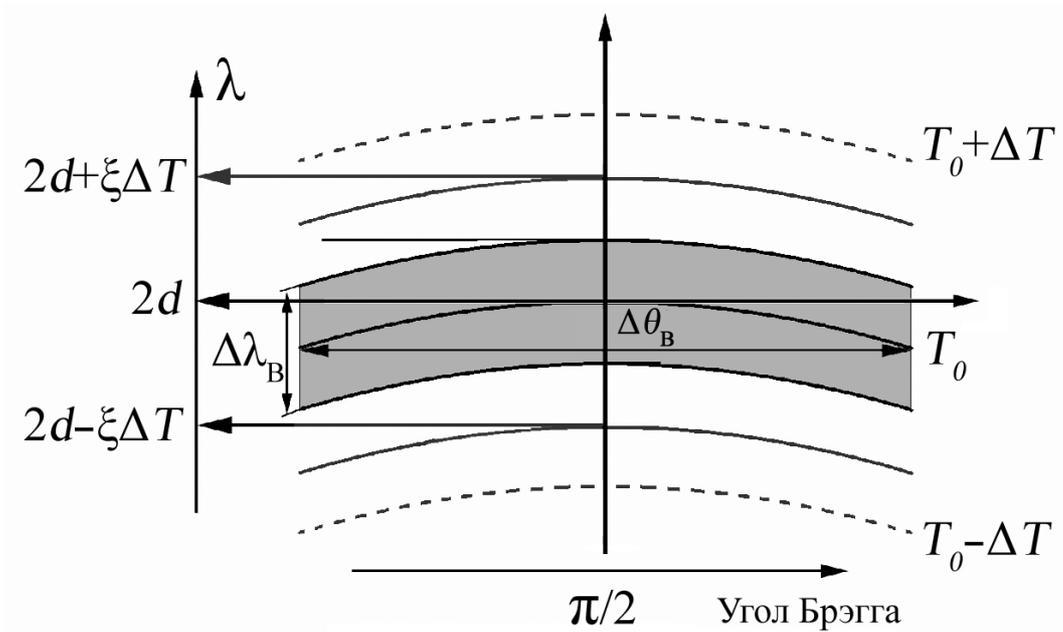


Рис. 7.3: Зависимость длины волны отраженных нейтронов от угла Брэгга и температуры кристалла

При отражении под углом $\pi/2$ различие в межплоскостных расстояниях уже невозможно скомпенсировать угловым поворотом первого кристалла, для этого предлагается использовать тепловое расширение материала кристалла. Изменяя разницу температур двух кристаллов, мы можем регулировать длину волны нейтронов, отражаемых вторым кристаллом и, как следствие, осуществлять сканирование рефлекса от первого кристалла. Характерная величина отношения брэгговской ширины к длине волны дифрагирующего нейтрона $\Delta\lambda_B/\lambda \sim (10^{-6} - 10^{-5})$, в то же время коэффициент теплового расширения также обычно лежит в пределах $\xi \sim (10^{-6} - 10^{-5})$, т.е. изменение разницы температур двух кристаллов на 1К соответствует смещению на одну брэгговскую ширину.

Следует отметить тот факт, что угловая брэгговская ширина отражения $\Delta\theta_B$ существенно возрастает при приближении угла дифракции к $\pi/2$. Например, для плоскости (110) кристалла кварца, вместо обыч-

ных $\Delta\theta_B = (1 - 2)''$ при $\theta_B \sim 45^0$, получим $\Delta\theta_B \sim 0.5^0$, т.е. в 1000 раз больше, что существенно уменьшает требования к поворотным устройствам, необходимым для вращения кристаллов и облегчает их эксплуатацию. Кроме этого, на те же три порядка уменьшаются требования к точности выреза кристаллической пластины. Таким образом, для достижения точности в определении параметров элементарной ячейки на уровне $\Delta d/d \sim 10^{-7}$ необходимо знать ориентацию кристаллографической плоскости с точностью юстировки 10^{-4} рад, а не 10^{-7} рад, как это было для $\theta_B \sim 45^0$, что принципиально упрощает ситуацию и позволяет провести данные исследования в простом и сравнительно недорогом эксперименте.

7.3 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки и ее расположение на пучке нейтронов показаны на рис. 7.4.

Одна из основных проблем, определяющая точность измерения межплоскостного расстояния, заключается в угловой юстировке отдельных элементов установки. Действительно, пусть d_0 и θ_0 – межплоскостное расстояние и ориентация (угол между направлением нейтронов и нормалью к отражающей плоскости кристалла, см. рис. 7.5) кристалла-отражателя (поз. 15, рис. 7.4), а $d_s \equiv d_0 + \Delta d$ и θ_s – аналогичные параметры для исследуемого образца (поз. 5, рис. 7.4). Тогда длины волн отраженных нейтронов с учетом малости θ_0 и θ_s , соответственно, составят:

$$\lambda_s \cong 2d_s \left(1 - \frac{\theta_s^2}{2}\right), \quad (7.5)$$

и

$$\lambda_0 \cong 2d_0 \left(1 + \xi \Delta T\right) \left(1 - \frac{\theta_0^2}{2}\right), \quad (7.6)$$

где ξ – коэффициент теплового расширения кристалла, ΔT – разница температур образца и кристалла-отражателя. Из равенства длин волн $\lambda_s = \lambda_0$, регистрируемого как минимум интенсивности на детекторе (поз. 7, рис. 7.4), получим

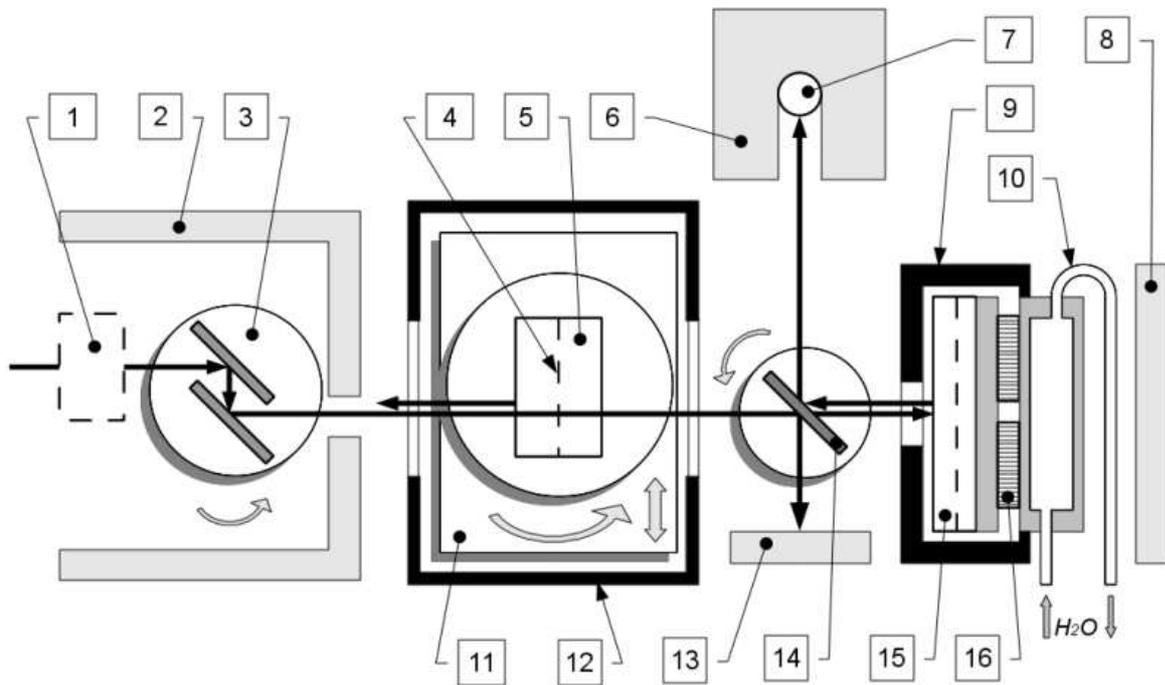


Рис. 7.4: Схема экспериментальной установки. 1 – фильтр высших порядков отражения (устанавливается по необходимости), 2 – защита из борированного полиэтилена, 3 – предварительный монохроматор нейтронов, 4 – положение кристаллографической плоскости, 5 – исследуемый образец, 6 – защита детектора, 7 – нейтронный детектор, 8 – ловушка прямого пучка нейтронов, 9 – корпус термостата отражателя, 10 – система водяного охлаждения, 11 – платформа горизонтального перемещения образца, 12 – корпус термостата образца, 13 – ловушка отраженного пучка нейтронов, 14 – кристалл-монохроматор с коэффициентом отражения 50%, 15 – кристалл-отражатель, 16 – элементы Пельтье для регулировки температуры отражателя

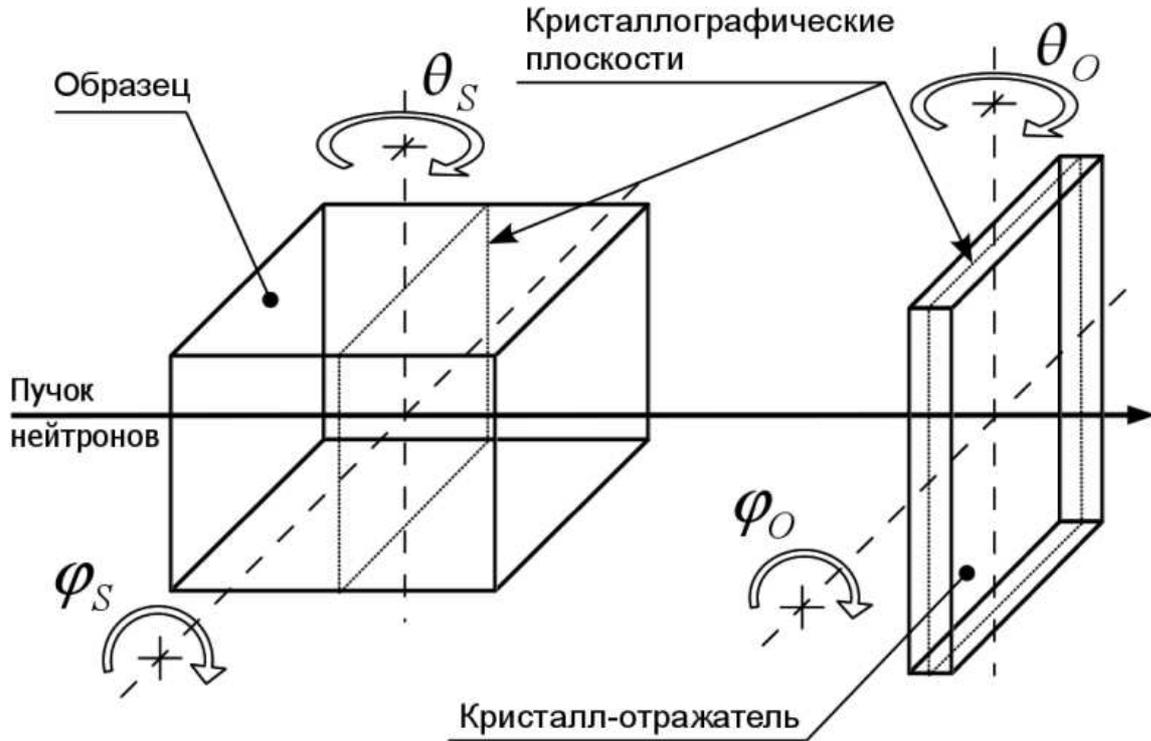


Рис. 7.5: Схема угловой юстировки кристаллов

$$\Delta d = d_0 \frac{\theta_s^2 - \theta_0^2(1 + \xi \Delta T) + 2\xi \Delta T}{2 - \theta_0^2} \cong d_0 \left(\frac{\theta_s^2 - \theta_0^2}{2} + \xi \Delta T \right). \quad (7.7)$$

Таким образом, систематическая ошибка, обусловленная неточной угловой ориентацией кристаллов, составит:

$$(\delta d/d)_\theta = \frac{\theta_s^2 - \theta_0^2}{2}. \quad (7.8)$$

7.3.1 Юстировка кристаллов

Как уже ранее подчеркивалось, в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона необходимо иметь кристалл с однородностью межплоскостного расстояния $\Delta d \ll 10^{-5}$. При этом кристалл предполагается собрать из 20 отдельных блоков (рис. 7.6). Таким образом, нужно иметь возможность измерить межплоскостное расстояние каждого кристалла относительно некоторого реперного образца, с точностью лучше чем

$\delta d/d \sim 10^{-6}$, т.е. систематическая ошибка (7.8) должна быть $< 10^{-6}$, что накладывает ограничение на точность юстировки кристаллов относительно пучка нейтронов. Нетрудно видеть, что $\delta d/d \sim 10^{-6}$ соответствует $\sigma(\theta_s) \approx \sigma(\theta_0) \sim 10^{-3}$ рад.

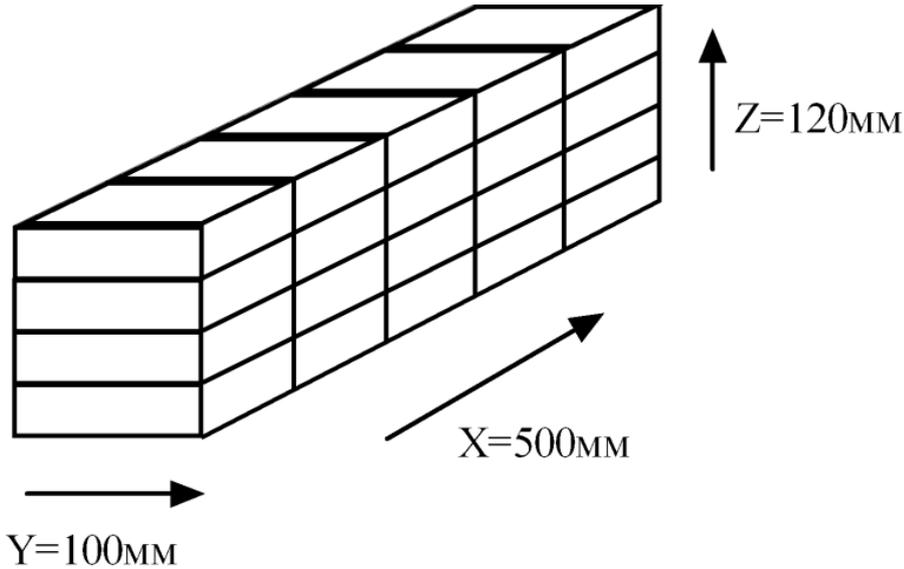


Рис. 7.6: Общий вид составного кристалла кварца, предполагаемого к использованию в ЭДМ эксперименте. X, Y и Z – кристаллографические оси

В проведенном эксперименте процедура юстировки заключалась в одновременном сканировании по углу образца ϕ_s или θ_s (рис. 7.5) и разнице температур ΔT . Для определенности рассмотрим процедуру юстировки по θ (рис. 7.5). При $\theta_0 \cong 0$ должна наблюдаться симметричная картина, пример которой приведен на рис. 7.7. Наличие разъюстировки кристалла-отражателя, т.е. $\theta_0 \neq 0$, приводит к перекосу картины, пример такой ситуации показан на рис. 7.8. Количественное значение разъюстировки можно определить из результатов подгонки зависимости регистрируемой интенсивности от разницы температур ΔT при различных углах ориентации кристалла θ_s (рис. 7.9). Каждая кривая на рис. 7.9 характеризуется положением T_c и шириной w . Пример зависимостей T_c и w от угла θ_s приведен на рис. 7.10, 7.11, соответственно. Данные зависимости получены при обработке данных, представленных на рис. 7.8, 7.9. Обе кривые на рис. 7.10, 7.11 хорошо описываются параболической зависимостью и, при правильной юстировке, положение максимума θ_T на кривой $T_c(\theta_s)$ должно совпадать с поло-

жением минимума θ_w на кривой $w(\theta_s)$. Количественной характеристикой разъюстировки кристалла-отражателя и будет $\Delta\theta_0 = \theta_T - \theta_w$. Из рис. 7.10, 7.11 следует, что $\Delta\theta_0 = (0.192 \pm 0.008)^0 = (34 \pm 1.4) \cdot 10^{-4}$ рад. Нетрудно получить из (7.8), что это соответствует систематической ошибке в измерении межплоскостного расстояния $(\delta d/d)_\theta \approx 0.6 \cdot 10^{-5}$, что является недостаточно точным. Аналогичная процедура обработки данных, представленных на рис. 7.7, дает $\Delta\theta_0 = (0.044 \pm 0.015)^0 = (7.7 \pm 2.6) \cdot 10^{-4}$ рад, что приводит к ошибке в межплоскостном расстоянии $(\delta d/d)_\theta \approx 3 \cdot 10^{-7}$.

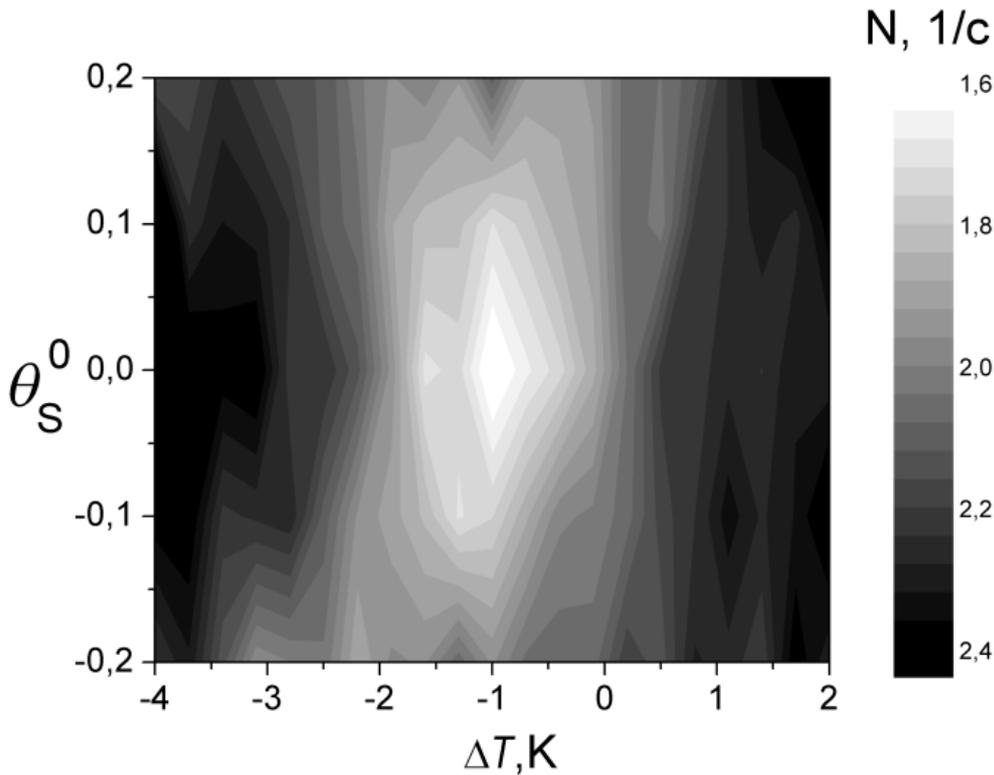


Рис. 7.7: Карта распределения интенсивности для случая $\theta_0 \approx 0$

7.3.2 Система монохроматизации и выведения пучка

Необходимо отдельно остановиться на системе предварительной монохроматизации пучка (поз. 3, рис. 7.4) и работе кристалла-монохроматора с коэффициентом отражения $R \sim 1/2$ (поз. 4, рис. 7.4). В этих устройствах нами использовались кристаллы пиролитического графита (PG),

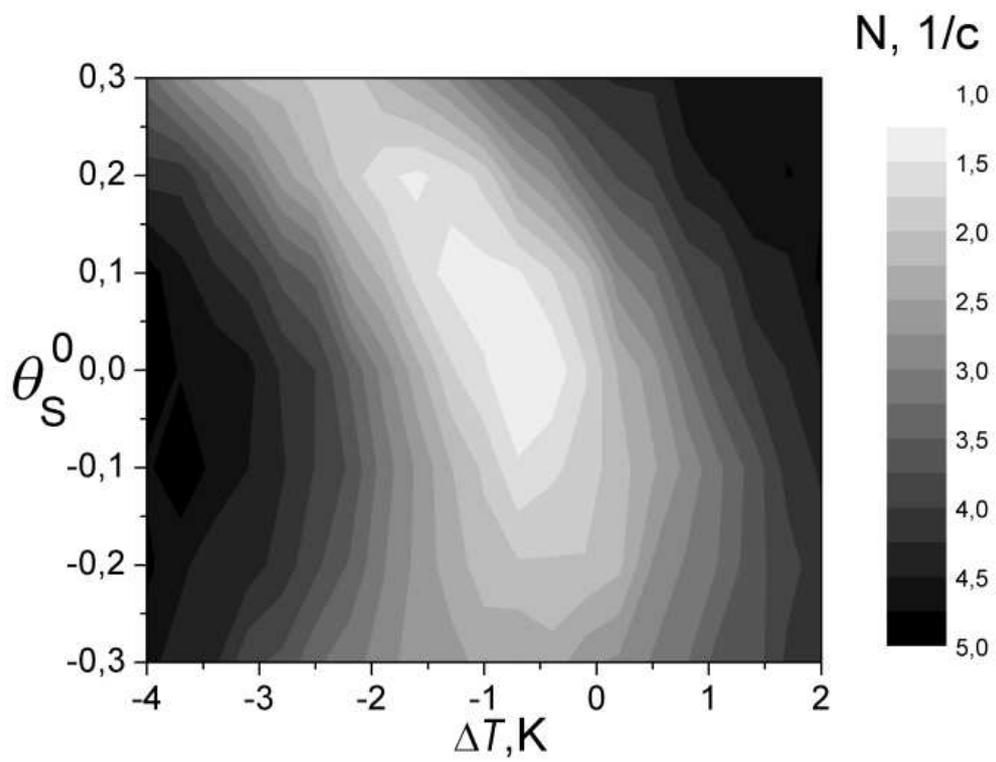


Рис. 7.8: Карта распределения интенсивности для случая $\theta_0 \neq 0$

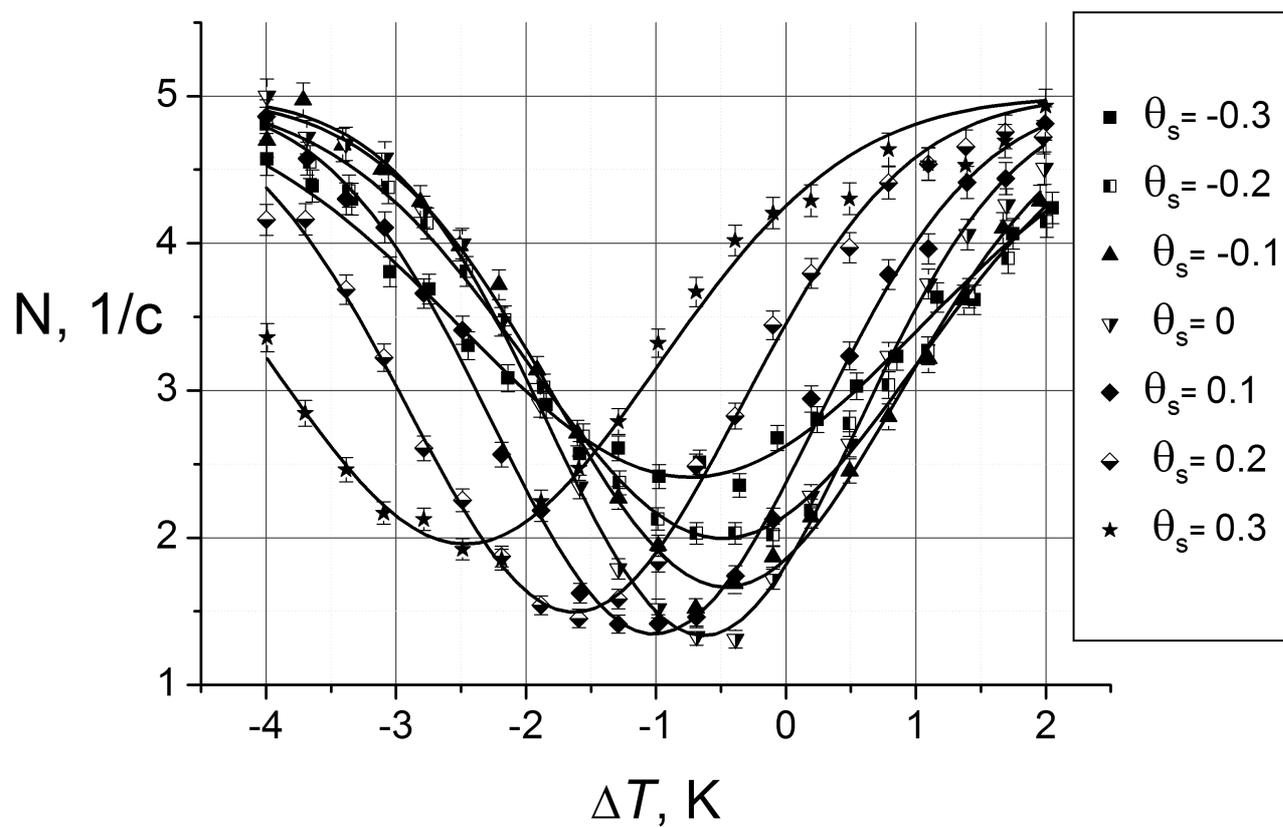


Рис. 7.9: Пример зависимости регистрируемой интенсивности от разницы температур двух кристаллов ΔT при различных углах ориентации образца θ_s . Представленные кривые соответствуют данным, показанным на рис. 7.8

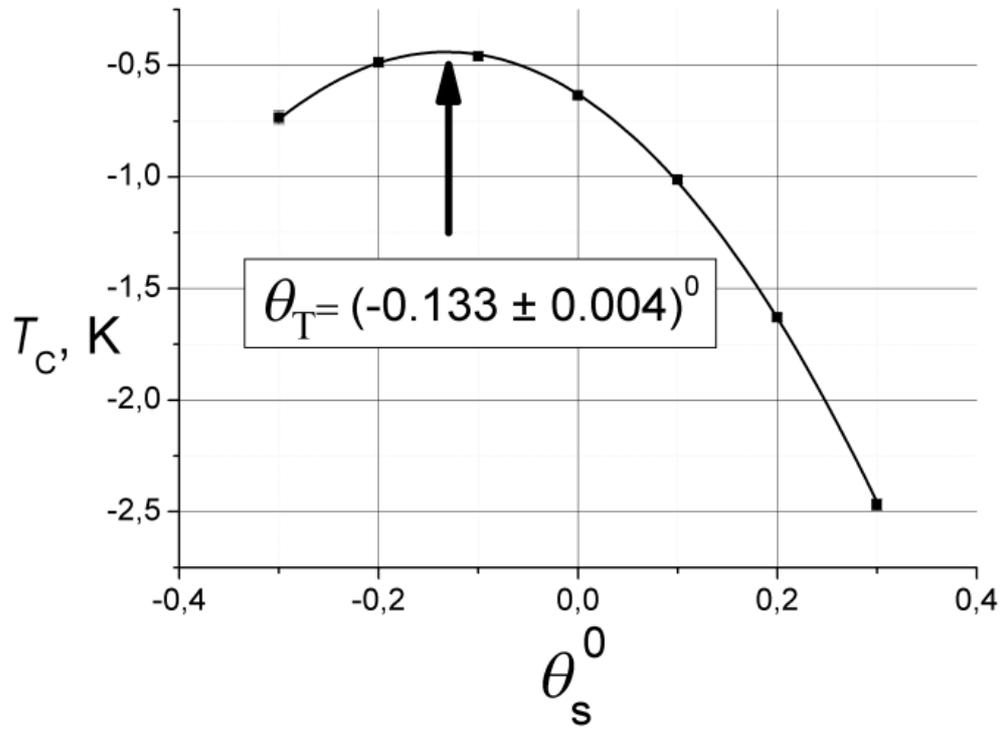


Рис. 7.10: Зависимость положения линии (см. рис. 7.9) от углового положения θ_s исследуемого образца

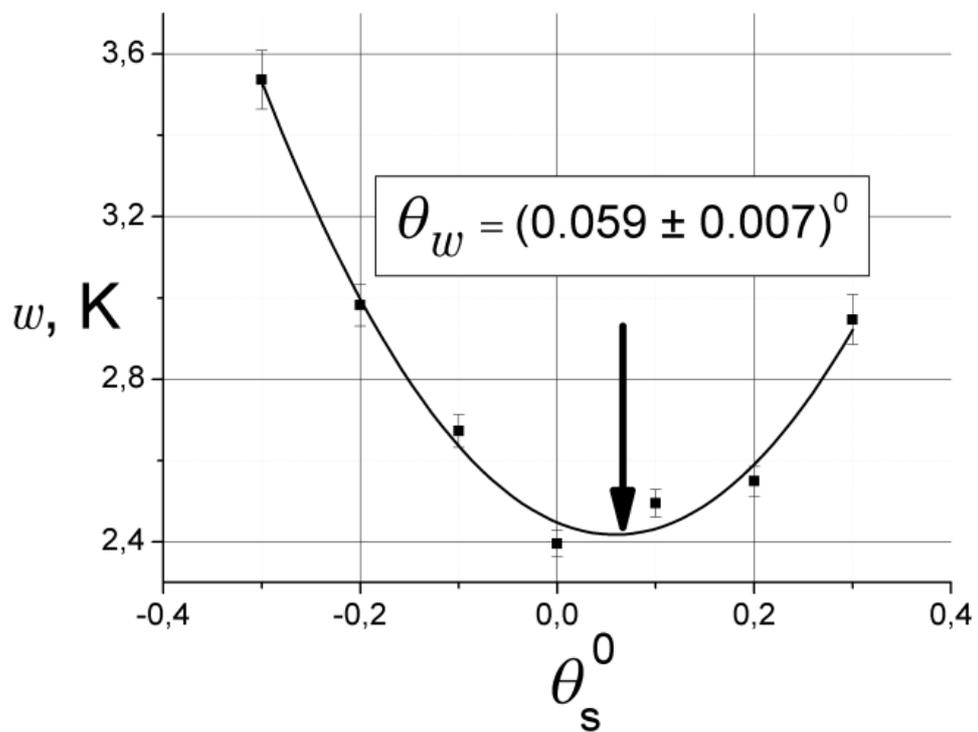


Рис. 7.11: Зависимость ширины линии (см. рис. 7.9) от углового положения θ_s исследуемого образца

плоскость (002) (межплоскостное расстояние $d = 3.35 \text{ \AA}$, структурный фактор отражения $F_{(002)} = 26 \cdot 10^{-13} \text{ см}$). Мозаичность кристаллов составляла $\omega_{PG} \sim 1^\circ$.

Рассмотрим более подробно работу кристалла с $R \sim 1/2$ (рис. 7.12). Пусть R – коэффициент отражения нейтронов нужной нам длины волны кристаллом PG. Эти нейтроны проходят через кристалл PG с коэффициентом пропускания $T = 1 - R$, поворачиваются обратно кристаллом-отражателем (поз. 15, рис. 7.4) и затем отражаются в детектор кристаллом PG с коэффициентом отражения R' . В случае поворота нейтронов строго назад на кристалле-отражателе $\theta_0 = 0$ (рис. 7.12), $R = R'$ и суммарный коэффициент пропускания системы от падающего пучка до детектора равен $K_R = R(1 - R)$. Нетрудно видеть, что данная величина имеет максимум, равный $1/4$ при $R = 1/2$.

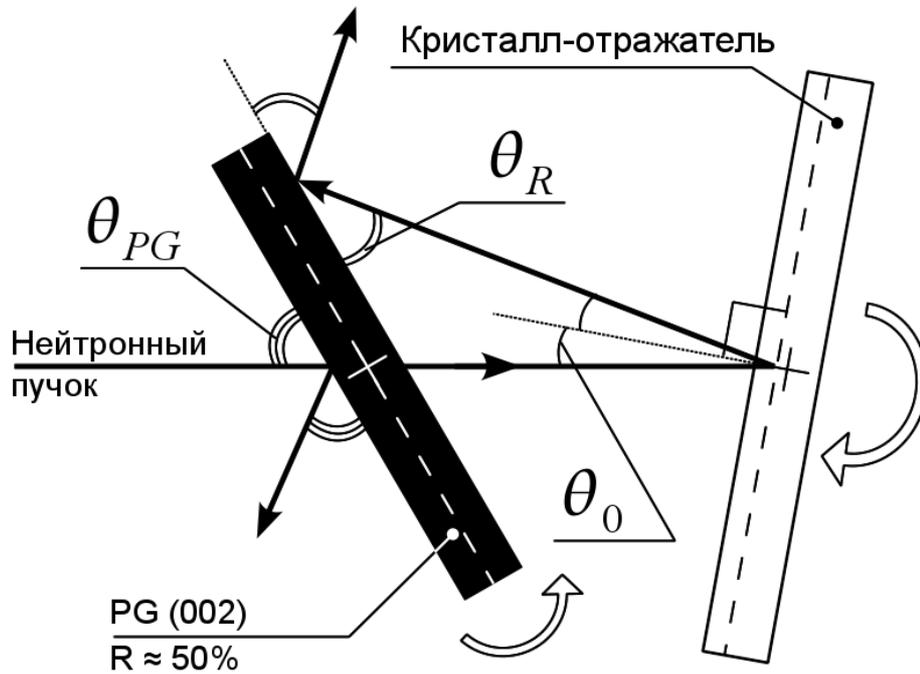


Рис. 7.12: Узел кристалла-отражателя

Рассмотрим общий случай, когда $R \neq 1/2$ и $\theta \neq 0$. Пусть кристалл PG имеет мозаичность, равную w_m , тогда коэффициент отражения нейтронов с фиксированной длиной волны имеет вид

$$R(\Delta\theta) = R e^{-2\left(\frac{\Delta\theta}{w_m}\right)^2}, \quad (7.9)$$

где $\Delta\theta = \theta_{PG} - \theta_B^{PG}$ и θ_B^{PG} – угол Брэгга, соответствующий данной длине волны нейтрона.

Полный коэффициент прохождения будет равен

$$K_R(\Delta\theta) = (1 - R e^{-2(\frac{\Delta\theta}{wm})^2}) R e^{-2(\frac{\Delta\theta + 2\theta_0}{wm})^2}. \quad (7.10)$$

Пример зависимости $K_R(\Delta\theta)$ при различных R показан на рис. 7.13. При $R > 0.5$ возникает характерная двугорбая структура, связанная с тем, что при $R > 0.5$ максимум K_R будет наблюдаться не при $\Delta\theta = 0$, а при таком значении $\Delta\theta$, когда $R(\Delta\theta) = 0.5$, т.е. симметрично относительно нуля. На рис. 7.14 приведена зависимость $K_R(\Delta\theta)$ при $R = 0.8$ и различных ориентациях кристалла отражателя, т.е. при разных θ_0 . Видно, что при разных θ_0 начинает доминировать левый либо правый пик в зависимости от знака θ_0 .

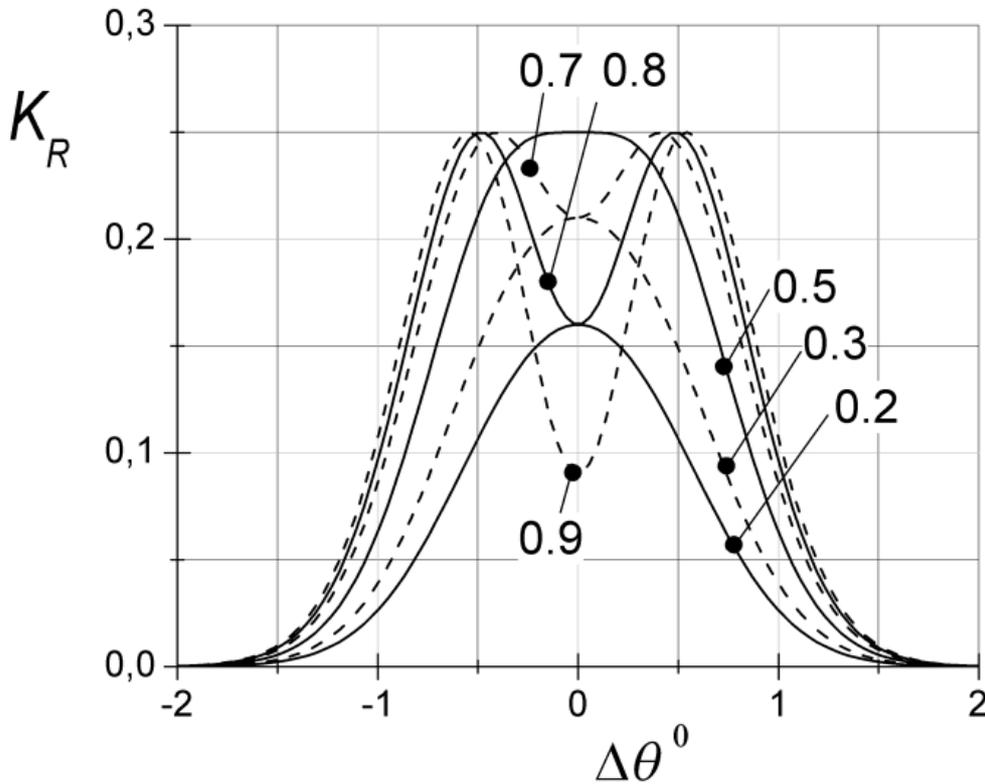


Рис. 7.13: Зависимость коэффициента пропускания $K_R(\Delta\theta)$ узла кристалла-отражателя (рис. 7.12) при различных R и $\theta_0 = 0$

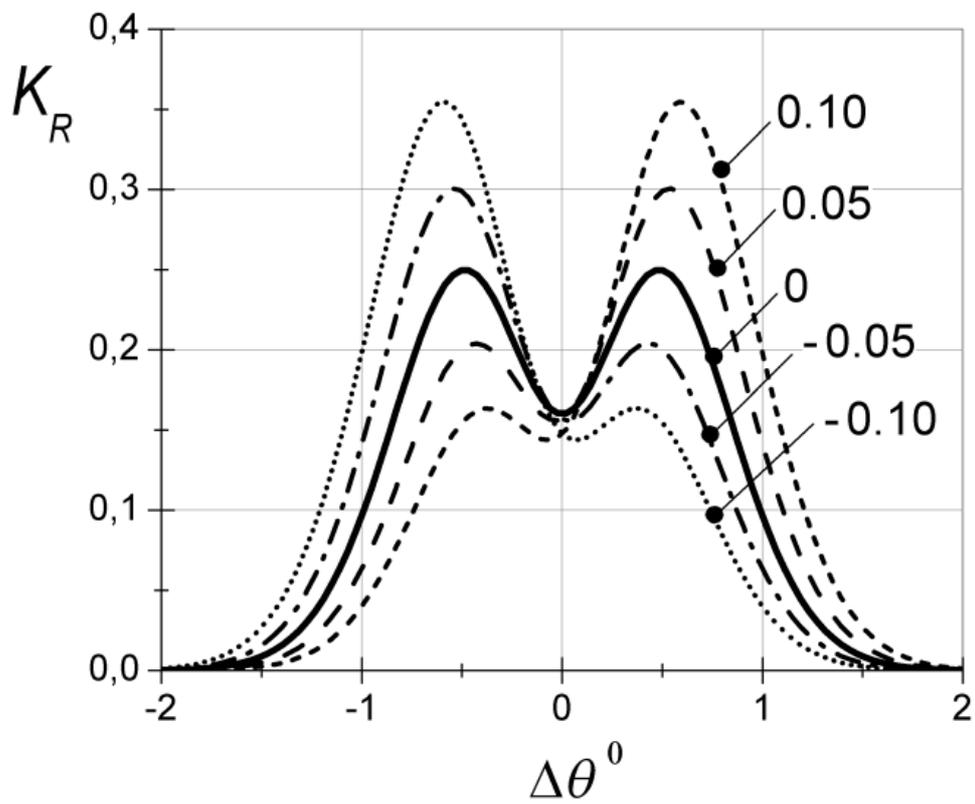


Рис. 7.14: Зависимость коэффициента пропускания $K_R(\Delta\theta)$ узла кристалла-отражателя (рис. 7.12) при различных θ_0 и $R = 0.8$

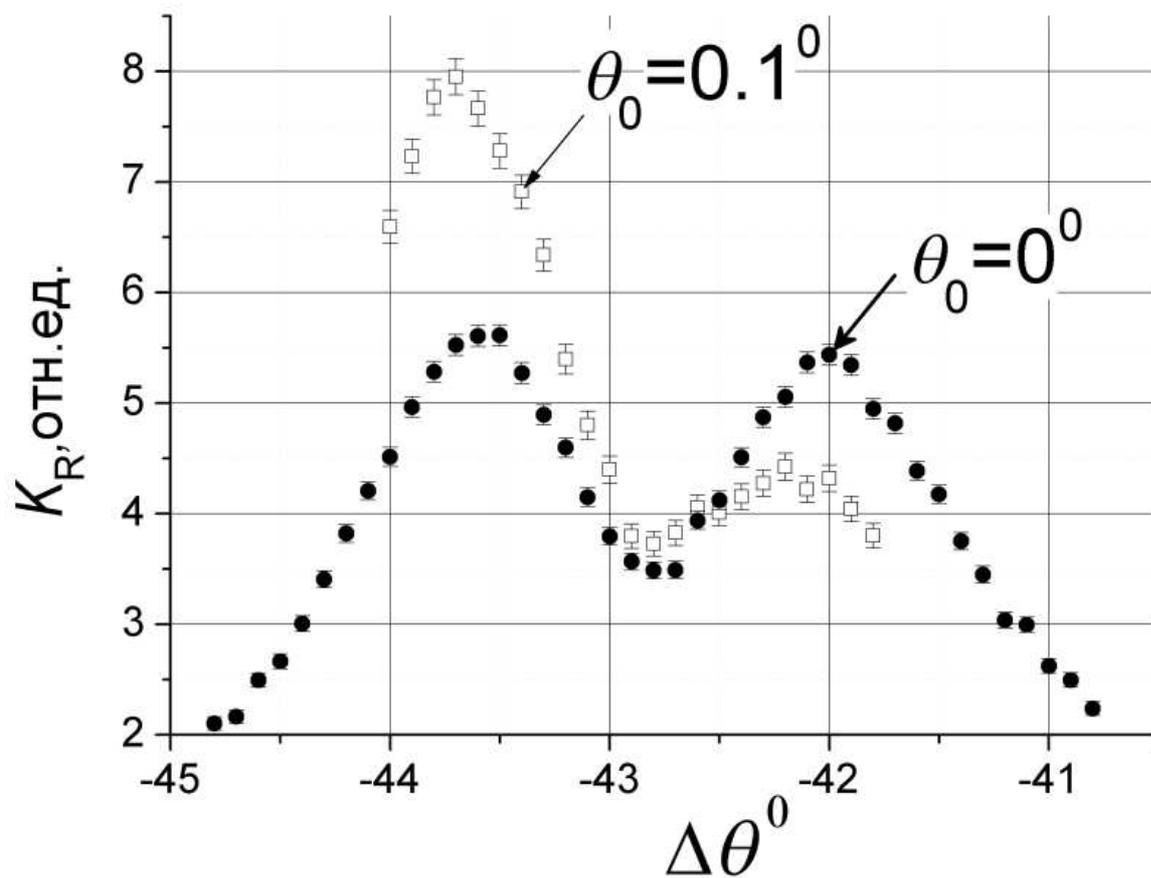


Рис. 7.15: Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания K_R

На рис. 7.15 приведена экспериментально измеренная зависимость $K_R(\Delta\theta)$ при двух ориентациях отражателя. Видно, что форма кривой действительно имеет двугорбую структуру и интенсивность перекачивается из правого пика в левый, в зависимости от ориентации отражателя. Кроме этого, видно, что коэффициент отражения R у кристалла пиролитического графита, реально используемого в эксперименте, существенно больше $1/2$. Из анализа полученных данных было установлено, что $R_{exp} \approx 0.8$, что определялось толщиной существующего кристалла ($L_{PG} \approx 0.8$ мм) и было далеко от оптимального. Для получения $R = 0.5$ необходим кристалл существенно меньшей толщина ($L \approx 0.3$ мм). Изготовление такого тонкого кристалла пиролитического графита представляет собой определенную проблему, а попытка уменьшить толщину имеющегося кристалла, например, путем механической обработки, непременно сказалась бы на его характеристиках (однородность, степень мозаичности и т.д.)

7.4 Результаты тестирования кристаллов кварца

Как уже говорилось, основной задачей, поставленной при проведении данного исследования, была подготовка сборки кристаллов для планируемого эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом [110]. На первом этапе были протестированы кристаллы, имеющиеся в наличии. Это был набор разнородных образцов, имеющих различное происхождение: несколько кристаллов природного происхождения и несколько искусственно выращенных кристаллов. Примеры экспериментальных зависимостей регистрируемой интенсивности от разницы температур образца и кристалла отражателя показаны на рис. 7.16, 7.17. Видно, что кривые на этих рисунках отличаются как по ширине, так и по положению. Такие зависимости снимались по всем образцам и из них извлекались положение и ширина линии, из которых, с учетом коэффициента теплового расширения кварца, можно получить параметры исследуемого образца, такие как вариацию его межплоскостного расстояния относительно кристалла-отражателя $\Delta d/d_0$ и ширину отражения W_d в единицах величины межплоскостного расстояния $\Delta d/d$. Кроме этого, для образцов большого размера снималось пространственное распределение параметров $\Delta d/d_0$ и W_d .

Примеры пространственного распределения $\Delta d/d_0$ и W_d для пригородного кристалла размерами $120 \times 180 \times 8 \text{ мм}^3$ приведены на рис. 7.18, 7.19. Этот образец исследовался более подробно, т.к. в дальнейшем он служил в качестве кристалла-отражателя (рис. 7.12). Рабочая область кристалла, которая была использована в дальнейших экспериментах для отражения нейтронов, выделена в середине кристалла. Проведенное исследование показало, что разброс межплоскостного расстояния в этой области не превышает $\Delta d/d \sim 2 \cdot 10^{-6}$.

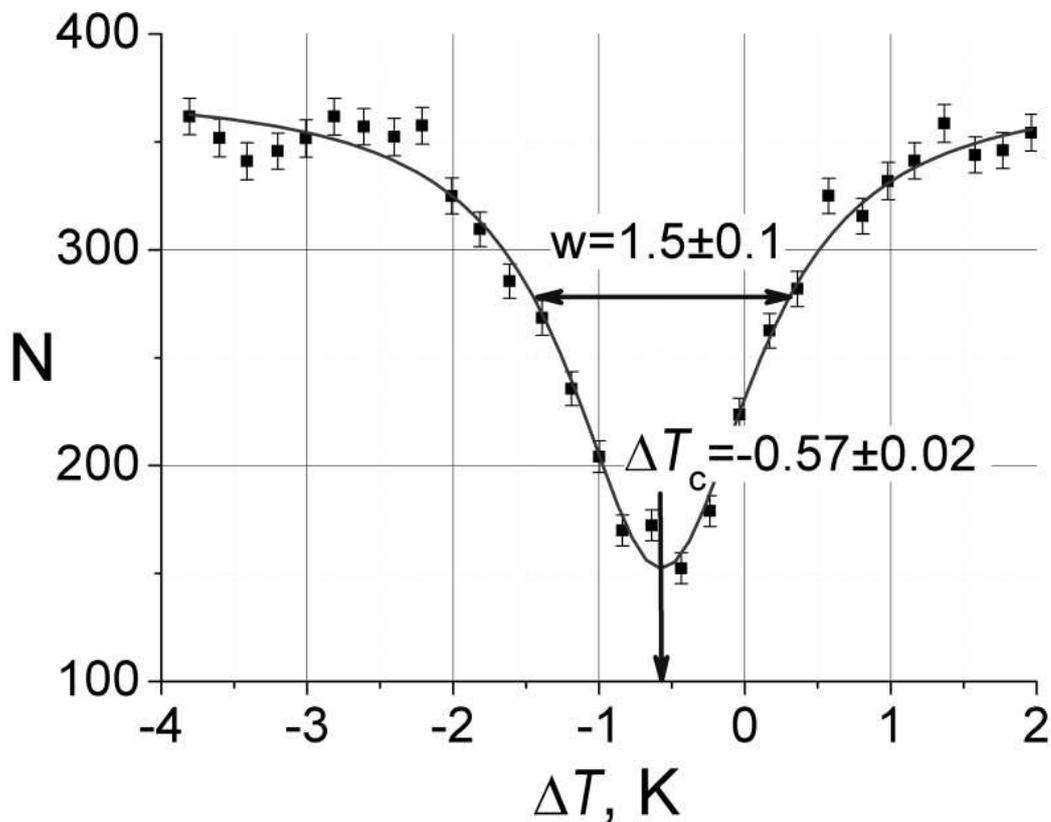


Рис. 7.16: Зависимость регистрируемой интенсивности нейтронов от разницы температур образца (поз. 5, рис. 7.4) и кристалла-отражателя (поз. 15, рис. 7.4), для случая, когда мозаика кристалла Δ_d много меньше брэгговской ширины отражения Δ_B

Результаты исследования различных образцов кварца сведены на рис. 7.20. Кристаллы условно разбиты на три группы – „хорошие“ искусственные, „плохие“ искусственные и кристаллы естественного происхождения (природные). Основные выводы из этих предварительных исследований заключаются в следующем:

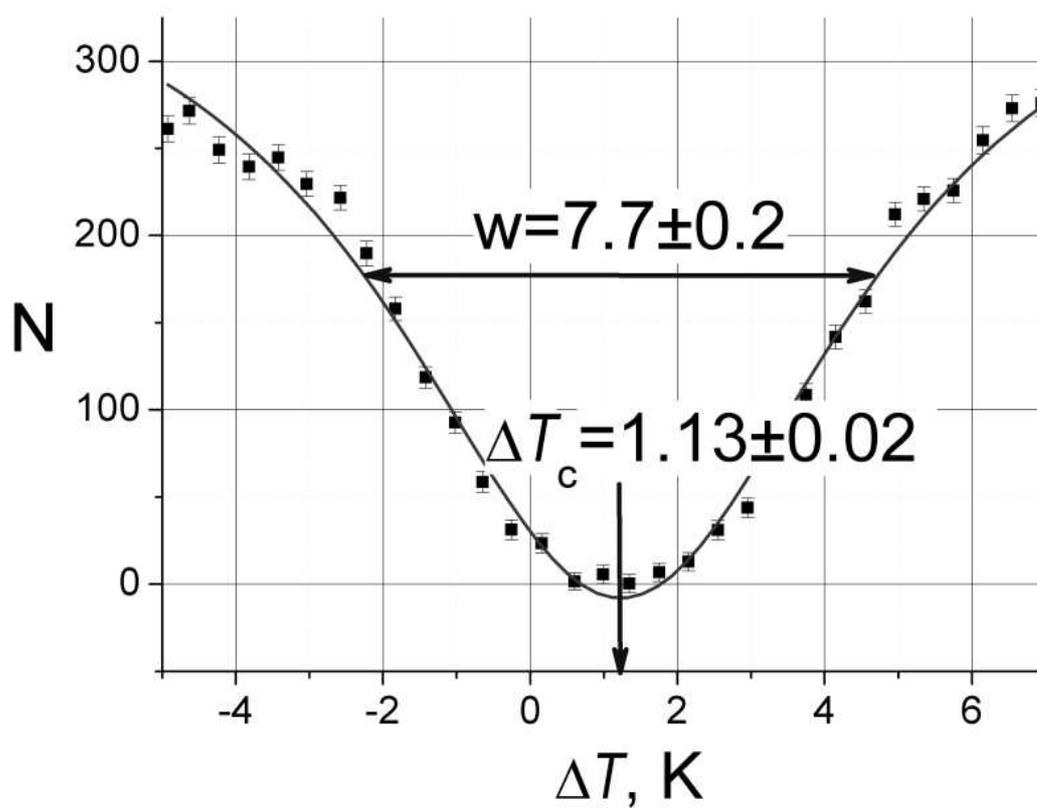


Рис. 7.17: Экспериментальная зависимость, представленная на рис. 7.16, для случая $\Delta_d > \Delta_B$

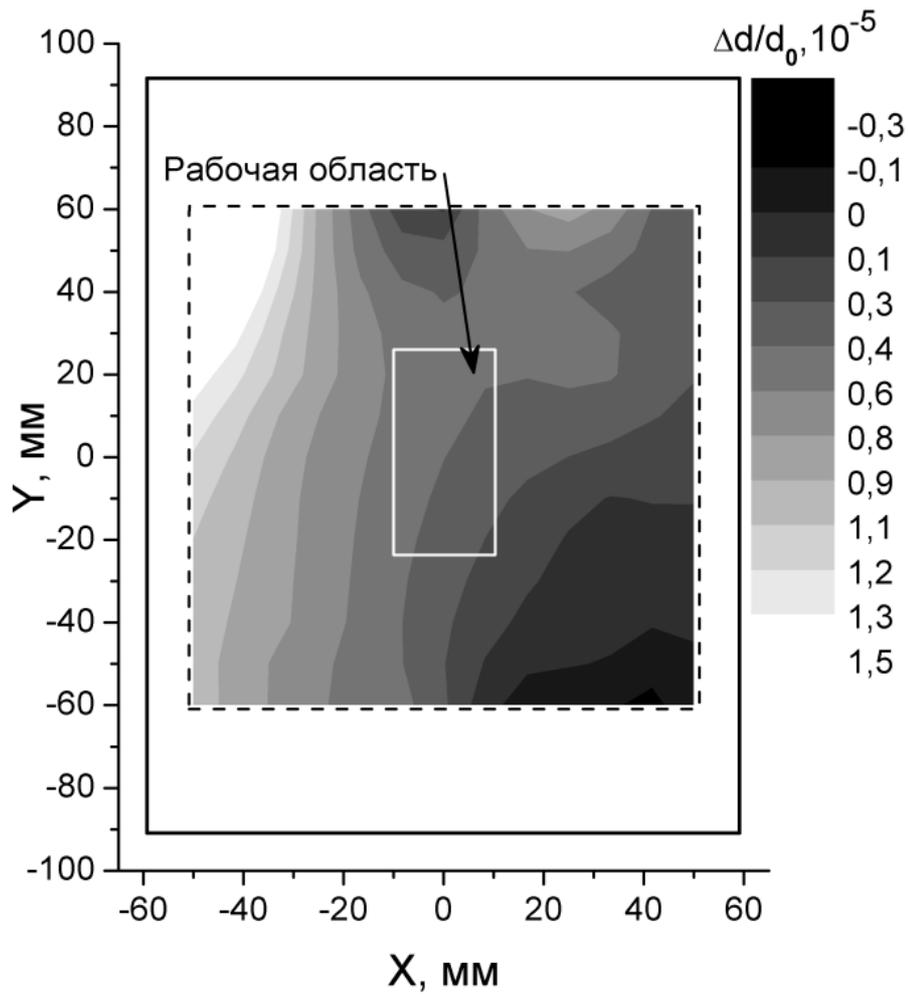


Рис. 7.18: Пространственное распределение относительного межплоскостного расстояния по образцу кристалла кварца

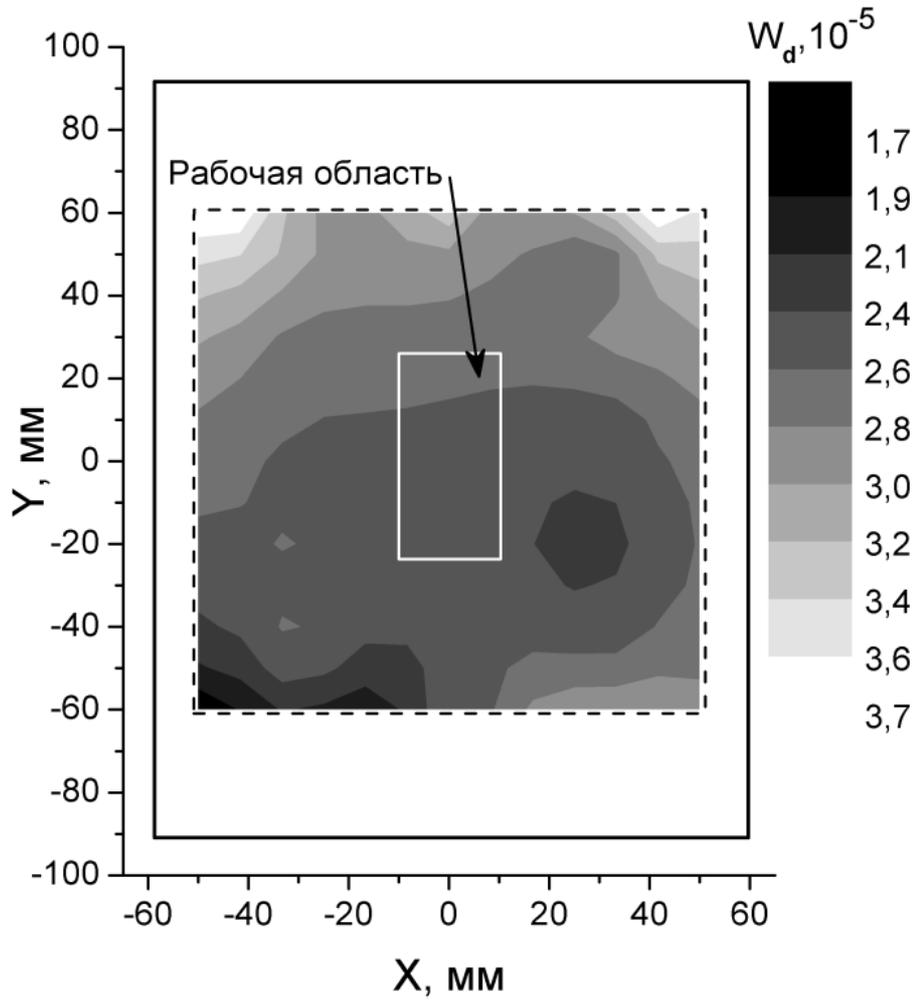


Рис. 7.19: Пространственное распределение ширины рефлекса (W_d) по образцу кристалла кварца.

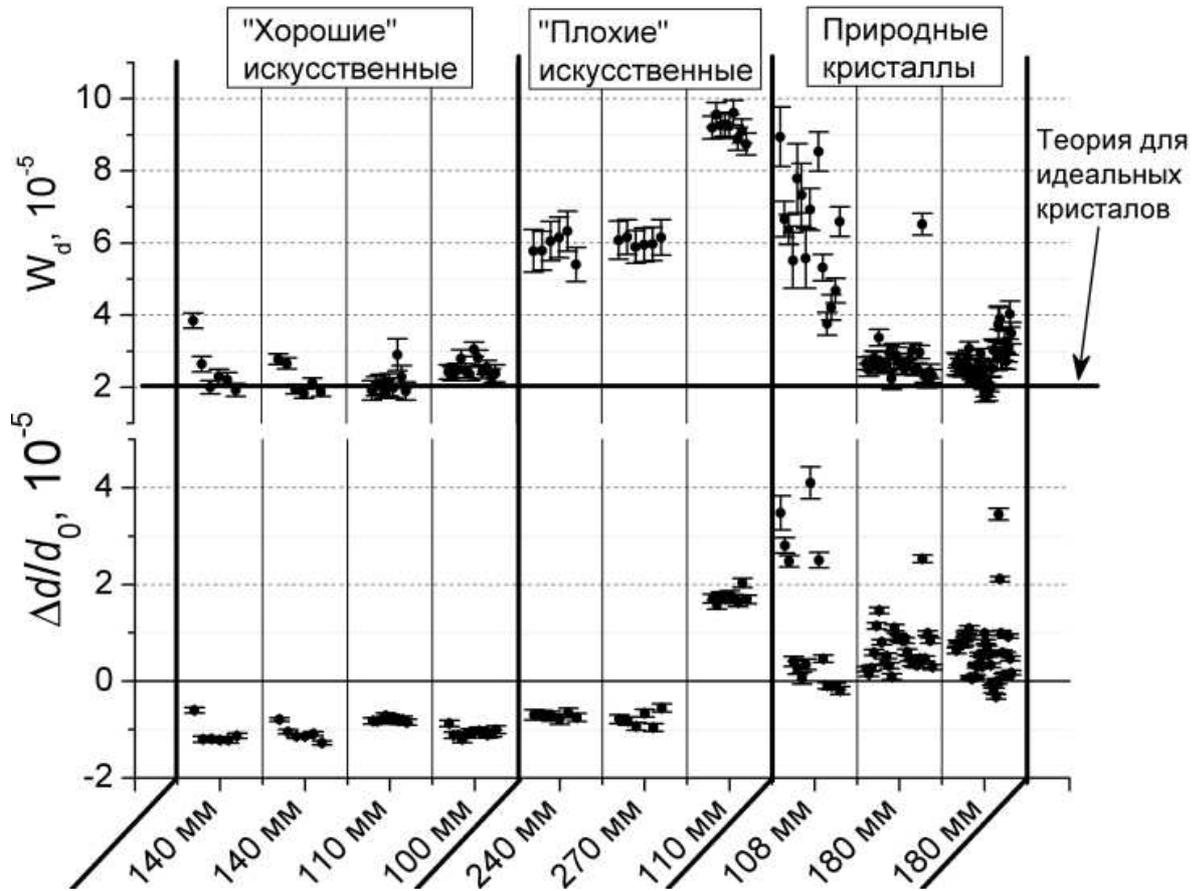


Рис. 7.20: Сводный график параметров мозаичности и относительного изменения межплоскостного расстояния различных образцов кристалла кварца

1. Искусственные кристаллы обычно имеют бóльшую однородность, чем естественные.
2. Природные кристаллы имеют большой разброс в параметрах решетки. В них присутствуют области очень высокого совершенства, однако размер этих областей обычно мал, и собрать из них кристалл большого объема, который требуется для ЭДМ эксперимента, представляется непосильной задачей.
3. По-видимому, наиболее перспективными для ЭДМ эксперимента являются искусственные кристаллы, однако требуется серьезный отбор этих кристаллов, т.к. далеко не все из них имеют высокую однородность и малую мозаику.

На втором этапе был проведен анализ того, какие из искусствен-

но выращиваемых кристаллов имеют наилучшие параметры. Для этого исследовались несколько образцов выращенных во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС, Владимирская обл., г. Александров):

1. Образец пьезоэлектрического кварца размерами $15 \times 100 \times 100$ мм³, XY срез (№ 1872).
2. Образец оптического кварца размерами $50 \times 100 \times 30$ мм³, ZY срез (№ 1817).
3. Образец оптического кварца размерами $100 \times 100 \times 30$ мм³, Z срез (№ 1784).

Результаты измерений этих образцов приведены на рис. 7.21. Оказалось, что лучшими параметрами обладают образцы оптического кварца Z ориентации (№ 1784).

В итоге были изготовлены две партии оптического кварца Z ориентации. Общее количество кристаллов – 22 штуки размерами $100 \times 100 \times (25 - 45)$ мм³ каждый. Результаты анализа этих кристаллов показаны на рис. 7.22, 7.23. Пунктирной линией показана граница допустимой ширины рефлекса W_d , ниже которой уменьшение величины электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, не превышает 20%, см. уравнение (7.1).

По результатам теста были отбракованы 7 кристаллов (№№ 13267, 14521, 12396, 14767, 11217, 12794, 14053). Оставшиеся 15 образцов позволяют собрать составной кристалл с суммарными размерами $100 \times 100 \times 500$ мм³, что достаточно для данного этапа эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона кристалл-дифракционным методом. На рис. 7.24 приведена фотография части этих кристаллов.

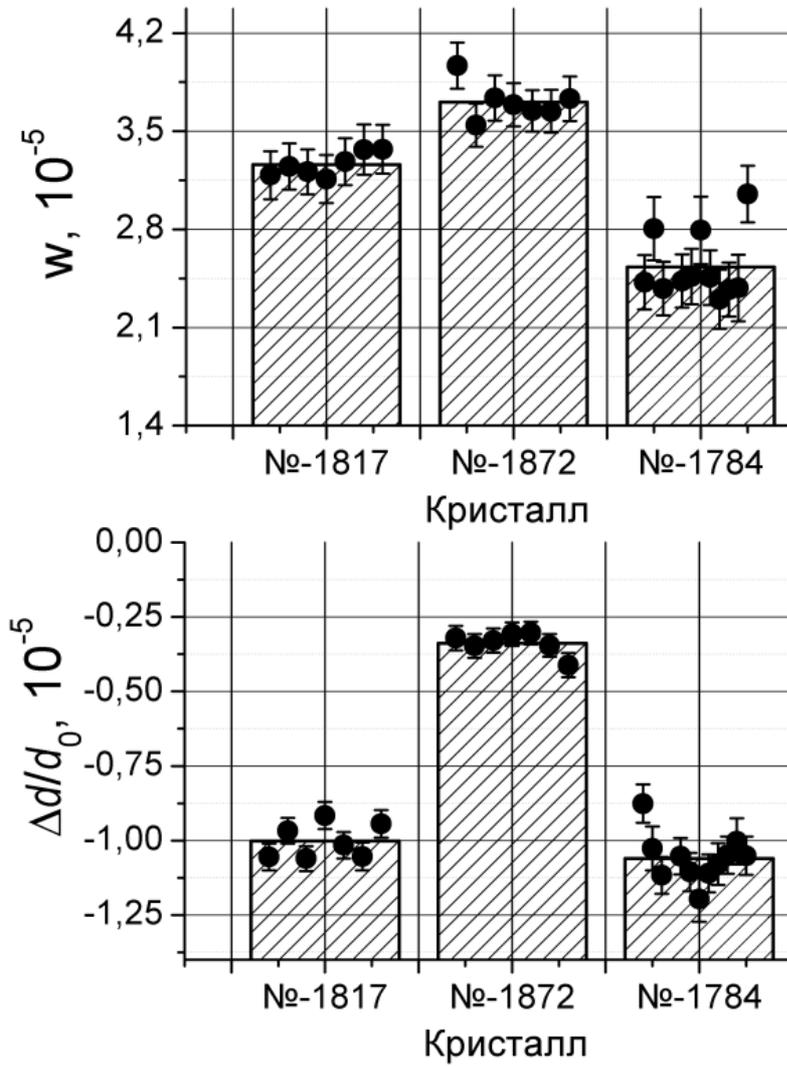


Рис. 7.21: Результаты анализа образцов пьезоэлектрического и оптического кварца, выращенных во ВНИИСИМС

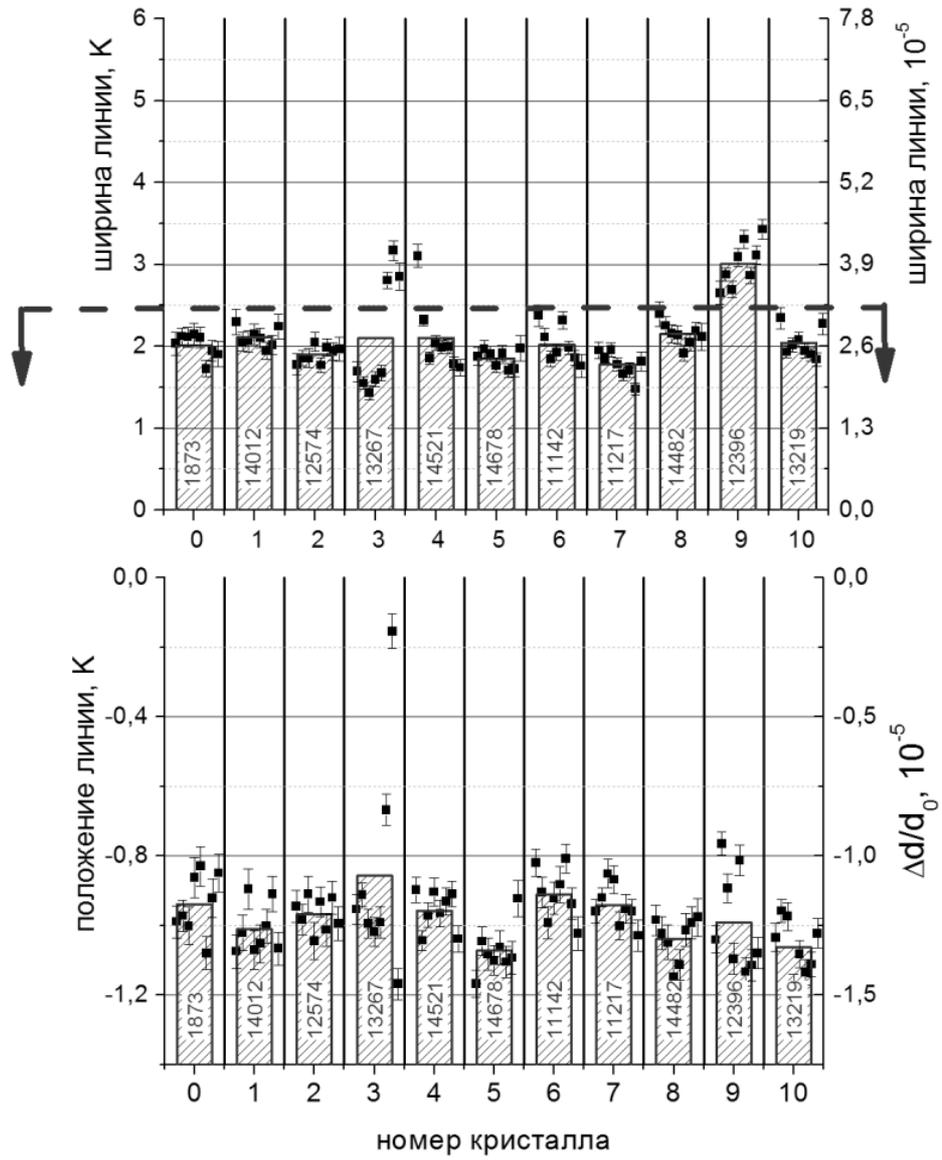


Рис. 7.22: Результаты анализа параметров мозаичности и межплоскостного расстояния первой партии образцов оптического кварца, полученных из ВНИИСИМС

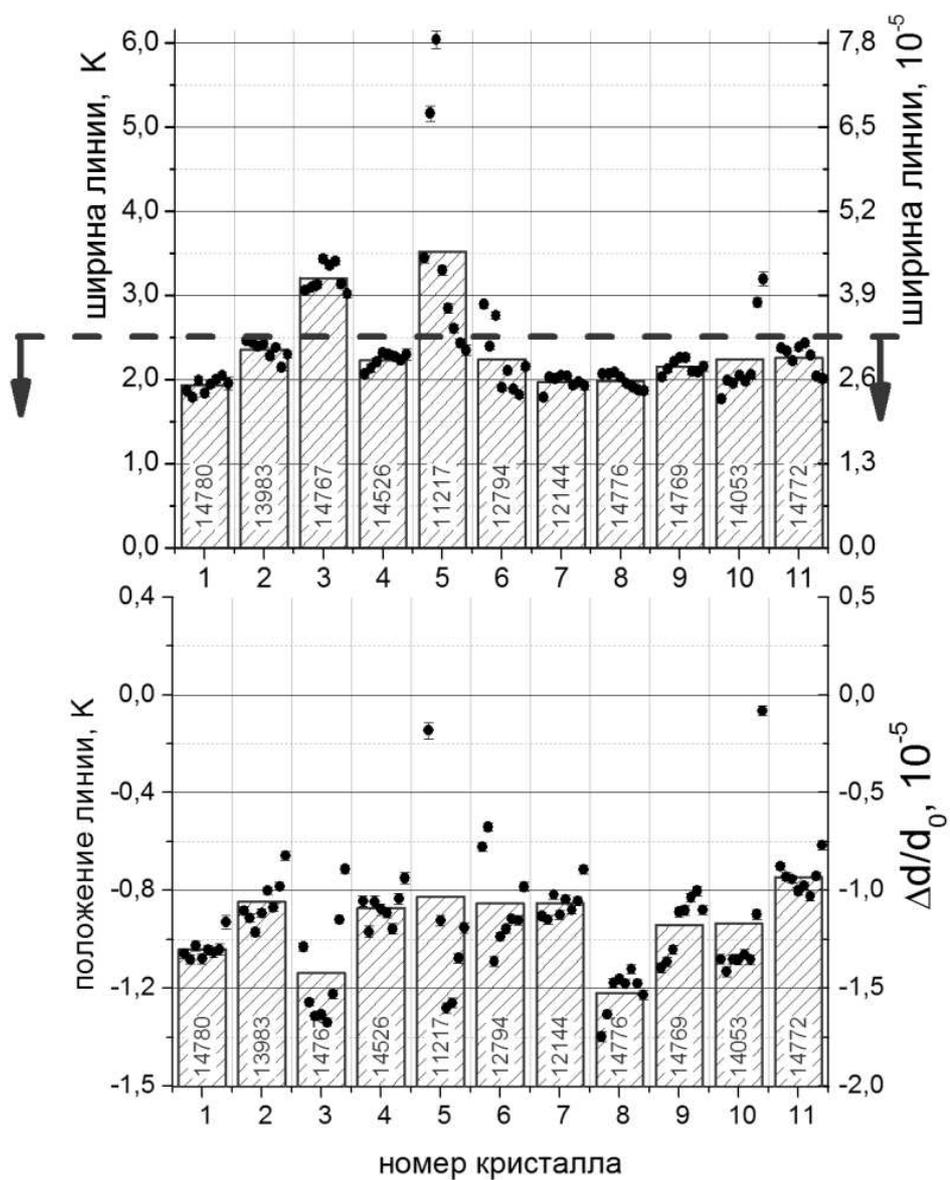


Рис. 7.23: Результаты анализа второй партии образцов оптического кварца

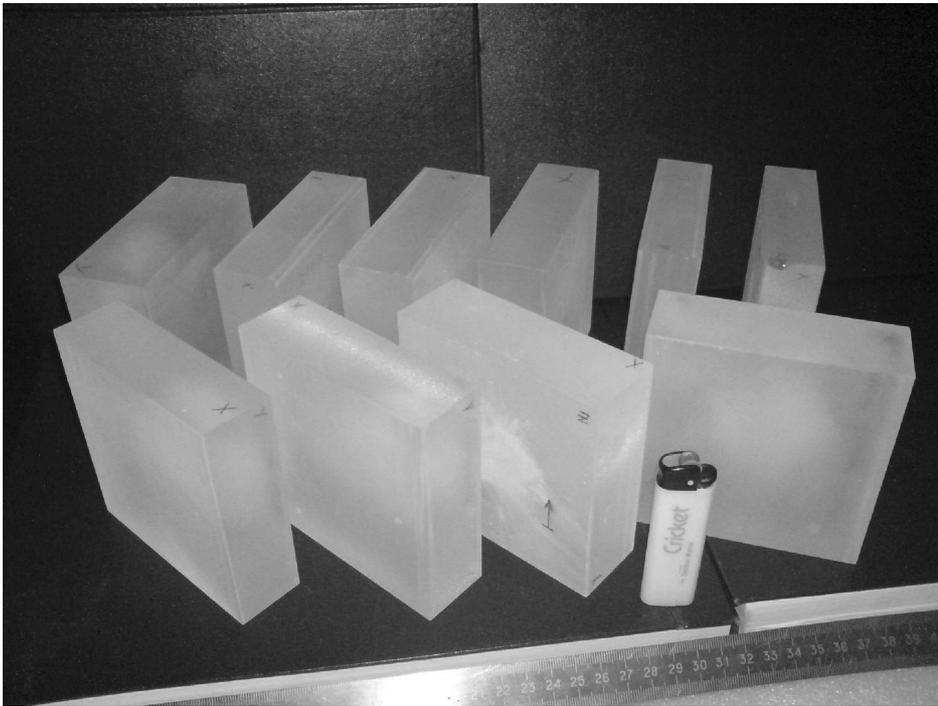


Рис. 7.24: Фотография кристаллов кварца, которые планируется использовать в ЭДМ эксперименте.

7.5 Заключение

В данном учебном пособии приведено детальное описание новых дифракционных и нейтроно-оптических эффектов при взаимодействии нейтрона с совершенными кристаллами. Особое внимание было уделено дифракции нейтрона на нецентросимметричных кристаллах, а также при углах Брэгга близких к 90° .

В частности:

- Проведено теоретическое и экспериментальное исследование динамической дифракции нейтронов по Лауэ в кристалле толщиной в несколько см при углах дифракции, близких к 90° . Наблюдена динамическая дифракция в прямом продифрагировавшем пучке.
- Описаны новые явления подтверждающие предсказанную нами ранее возможность усиления эффекта от ЭДМ нейтрона при переходе к углам дифракции близким к 90° :
— эффект существенной временной задержки нейтрона в кристалле при углах дифракции близких к 90° ;

— 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. Впервые получено экспериментальное подтверждение, что это поле сохраняет свою величину вплоть до угла Брэгга равного 87° .

- Экспериментально продемонстрировано, что при дифракции по Лауэ величина $E\tau$, определяющая чувствительность метода к ЭДМ нейтрона, достигает значения $E\tau \simeq 0,2 \cdot 10^6$ В·с/см, что сопоставимо с соответствующей величиной для метода УХН $E\tau \simeq 0,6 \cdot 10^6$ В·с/см [35] и существенно превосходит ее для известного дифракционного эксперимента Шала и Натанса [55]) по поиску ЭДМ нейтрона.¹
- Описывается механизм возникновения и приводятся экспериментальные результаты по обнаружению эффекта вращения спина при прохождении через нецентросимметричный кристалл за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем кристалла. Для кристалла α -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 (5.8), (5.9), (5.10), которые приводят к ориентационной и энергетической зависимости коэффициента преломления нейтрона в нецентросимметричном кристалле. Так, например, наличие (5.9) должно приводить к зависимости мнимой части ядерного взаимодействия (поглощения) от направления импульса и энергии нейтрона, а (5.10) — к зависимости коэффициента поглощения от направления спина нейтрона.

¹Отметим, что из проведенных измерений можно дать оценку для ЭДМ нейтрона $D < 10^{-22}$ е·см. Этот результат даже несколько лучше полученного в эксперименте [55].

- Отдельно рассмотрен случай прохождения нейтрона через нецентросимметричный кристалл в направлениях близких к брэгговским. Показано, что такой вариант также может быть использован для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона. Описывается оригинальная методика эксперимента, дающая возможность переключать знак и величину электрического поля, действующего на нейтрон в кристалле, с помощью изменения температуры внешнего кристалла-отражателя. Приводятся результаты экспериментального исследования такой возможности.
- Описан новый эффект значительного усиления влияния малых воздействий на нейтрон, дифрагирующий по Лауэ при углах Брэгга, близких к $\pi/2$. Эффект обусловлен замедлением нейтрона при дифракции и ведет себя пропорционально $\text{tg}^2 \theta_{\text{В}}$. Показано, что его величина достигает $\sim 10^3$. В совокупности с известным дифракционным фактором полный коэффициент усиления может достигать $\sim 10^9$ по отношению к свободному нейтрону. Обнаруженное явление открывает новые перспективы по исследованию малых сил, действующих на нейтрон. Проведенный анализ показал, что для двухкристальной схемы эксперимента ширина дифракционной линии в единицах внешней силы может достигать $\sim 10^{-13}$ эВ/см, следовательно саму силу можно измерить с точностью лучше, чем 10^{-18} эВ/см. Такая чувствительность может позволить провести поиск электрического заряда нейтрона на уровне, который на два порядка ниже современного верхнего предела, и провести измерение отношения инертной массы нейтрона к его гравитационной массе с точностью $\sim 10^{-6}$, что также на два порядка лучше современной мировой точности.
- Исследована возможность некоторых практических применений рассматриваемых явлений. Например, подробно описана методика анализа объемного совершенства больших кристаллов с помощью измерения параметра межплоскостного расстояния с относительной точностью $\Delta d/d \sim 10^{-7}$. Проведен анализ различных образцов кристалла кварца, имеющих как природное, так и искусственное происхождение. Показано, что для эксперимента по поиску ЭДМ нейтрона наилучшими являются кристаллы кварца оптического качества, выращенные во

ВНИИСИМС (Владимирская обл., г. Александров).

Приложение А

Расчет электрических полей в кристаллах

Ниже, в таблицах А.1–А.6, приведены результаты расчетов электрических полей в α -кварце и некоторых других кристаллах.

Для конкретных вычислений величин электрического поля использовались табличные значения либо зарядовых формфакторов, либо электронных амплитуд рассеяния [51, 84]. Следует отметить, что на величины амплитуд рассеяния оказывает влияние степень ионности связи атомов в кристалле, которая определяется разностью электроотрицательностей атомов, находящихся в химической связи. Значения электроотрицательностей и соответствующее им значение ионности связи брались из [85]. Длины рассеяния нейтронов брались из [86].

При комнатной температуре кварц имеет структуру (α -кварц), характеризующуюся тригональной группой без центра симметрии $32(D_3^6)$ [87]. При температуре $573,5^\circ\text{C}$ он переходит в центросимметричную гексагональную модификацию (β -кварц) с группой симметрии $622(D_6^4)$ [87], при этом незначительно меняются размеры элементарной ячейки. Внутри ячейки происходят смещения атомов на величины $\leq 0,1\text{\AA}$. В этом незначительном смещении и заключается причина нецентросимметричности α -кварца.

Элементарная ячейка кварца содержит 3 молекулы SiO_2 . Относительные расположения отдельных атомов в ячейке (координаты нормированы на размер элементарной ячейки) приведены в таблице А.2. Параметры U, X, Y, Z для α - и β -модификаций кварца показаны в таблице А.3 [88]. В этой таблице также приводится разница — " этих параметров для двух модификаций кварца и их погрешность Δ . Видно,

что точность в определении параметров U, X, Y, Z вполне достаточна для определения этой разницы.

Размеры элементарной ячейки α -кварца брались из [88] и составляли $a = 4,9128 \text{ \AA}$ (вдоль осей X и Y) и $c = 5,4042 \text{ \AA}$ (вдоль оси Z). В связи с тем, что структура α -кварца близка к гексагональной, как у β -кварца, обе эти структуры обычно описывают в гексагональной системе координат, которая более удобна в обращении, чем тригональная. В такой системе координат объем элементарной ячейки $V = \frac{\sqrt{3}}{2}a^2c$ и, соответственно, $N_0 = 1/V$ для α -кварца составляет $N_0 = 8,85 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Межплоскостное расстояние для плоскости (hkl) равно [89]

$$d_{hkl} = \frac{ac\sqrt{3}}{\sqrt{4(h^2 + k^2 + hk)c^2 + 3l^2a^2}}. \quad (\text{A.1})$$

Тепловые колебания атомов анизотропной кристаллической структуры характеризуются эллипсоидом колебаний [90]. Положение эллипсоида относительно системы координат и амплитуды колебаний атомов вдоль осей этого эллипсоида брались из [88]. Имея эти данные, можно легко вычислить амплитуду колебания в любом направлении, а следовательно, и фактор Дебая–Уоллера для любой системы плоскостей \mathbf{g} . Характерные величины колебаний атомов α -кварца при комнатной температуре составляют: $\langle U_{Si}^2 \rangle^{1/2} \simeq 0,08 \text{ \AA}$, $\langle U_O^2 \rangle^{1/2} \simeq 0,11 \text{ \AA}$. Анизотропия колебаний начинает незначительно сказываться при $d_{hkl} \leq 0,5 \text{ \AA}$ ($|\mathbf{g}| \gtrsim 10^9 \text{ 1/см}$).

Из [85] было получено, что разность электроотрицательностей Si и O в связи с $Si - O$ дает значение ионности такой связи, равное $\sim 0,5$, т.е. при расчетах надо пользоваться амплитудами рассеяния для ионов O^{-1} и Si^{+2} .

Расчетный рентгеновский структурный фактор F_g^x сравнивался с существующими экспериментальными данными по рассеянию рентгеновского излучения на кварце [88]. Согласие экспериментальных данных с расчетными величинами F_g^x оказалось на уровне $\sim 10\%$.

Таблица А.1. Результаты расчетов для некоторых плоскостей α -кварца с максимальными межплоскостными электрическими полями, действующими на дифрагирующий нейтрон.

hkl	$E_g, 10^8 \text{ В/см}$	$d, \text{ \AA}$	$\Delta\phi_g, \text{ рад}$	$v_g, \text{ В}$	F_g^x	$F_g^n, 10^{-5} \text{ \AA}$
$\bar{6}10$	-1.64	0.764	-0.99	0.24	6.49	6.24
$\bar{5}12$	1.84	0.878	1.16	0.28	8.27	4.85
$\bar{5}4\bar{2}$	1.84	0.878	1.16	0.28	8.27	4.85
$\bar{4}1\bar{1}$	1.38	1.152	1.67	0.25	7.62	4.45
$\bar{4}20$	1.43	1.228	0.23	1.21	18.65	15.00
$\bar{3}1\bar{1}$	1.85	1.54	2.74	1.16	16.61	8.16
$\bar{2}1\bar{1}$	2.28	2.236	2.15	0.97	9.21	12.20
$\bar{2}10$	-2.03	2.456	-0.42	1.92	17.71	15.53

Таблица А.2. Положения атомов в элементарной ячейке кварца. Координаты атомов (x,y,z) нормированы на размер элементарной ячейки.

	x	y	z
Si(1)	U	0	0
Si(2)	$1 - U$	$1 - U$	$1/3$
Si(3)	0	U	$2/3$
O(1)	X	Y	Z
O(2)	$Y - X$	$-X$	$Z + 1/3$
O(3)	$1 - Y$	$X - Y$	$Z - 1/3$
O(4)	$X - Y$	$-Y$	$-Z$
O(5)	$1 - X$	$Y - X$	$1/3 - Z$
O(6)	Y	X	$2/3 - Z$

Таблица А.3. Сравнение параметров U, X, Y, Z , характеризующих положение отдельных атомов в элементарной ячейке, для α и centrosymmetric β модификаций кварца. “-” — разница параметров для двух модификаций кварца, Δ — погрешность в определении параметров для α -кварца. Параметры нормированы на размер элементарной ячейки.

	β -кварц	α -кварц	“-”	Δ
U	$1/2$	0.4697	-0.0303	$2 \cdot 10^{-4}$
X	$1/2$	0.4125	-0.0875	$4 \cdot 10^{-4}$
Y	$1/4$	0.2662	0.0162	$4 \cdot 10^{-4}$
Z	$1/6$	0.1188	-0.0479	$2 \cdot 10^{-4}$

Таблица А.4. Результаты расчетов для кристалла титаната бария $BaTiO_3$.

hkl	$E_g, 10^8 \text{ В/см}$	$d, \text{ \AA}$	$\Delta\phi_g, \text{ рад}$	$v_g, \text{ В}$	F_g^x	$F_g^n, 10^{-5} \text{ \AA}$
303	8.79	0.946	0.64	2.21	36.0	3.80
224	8.79	0.820	0.41	2.82	39.3	19.37
222	5.38	1.156	0.21	4.74	51.2	19.05
213	9.18	1.074	0.64	2.61	38.9	3.80
103	9.59	1.274	0.64	3.22	42.9	3.80
101	3.20	2.838	0.20	7.03	57.8	4.10
002	5.69	2.016	0.21	8.68	71.0	19.05

Таблица А.5. Результаты расчетов для кристалла титаната свинца $PbTiO_3$.

hkl	$E_g, 10^8 \text{ В/см}$	$d, \text{ \AA}$	$\Delta\phi_g, \text{ рад}$	$v_g, \text{ В}$	F_g^x	$F_g^n, 10^{-5} \text{ \AA}$
$3\bar{2}\bar{3}$	-13.41	0.852	-0.72	2.73	50.4	12.35
313	-6.85	0.921	-1.10	1.12	35.9	17.34
$30\bar{3}$	-13.93	0.947	-0.72	3.15	53.9	12.35
222	-14.01	1.149	-0.58	4.61	62.8	17.70
$21\bar{3}$	-14.48	1.084	-0.73	3.74	58.4	12.35
204	9.15	0.916	0.77	1.91	44.6	9.22
202	-14.28	1.421	-0.57	5.92	70.5	17.70
002	-14.17	2.075	-0.57	8.59	83.1	17.70
001	-1.23	4.150	-0.22	3.64	52.9	8.96

Таблица А.6. Результаты расчетов для кристалла танталата лития $LiTaO_3$.

hkl	$E_g, 10^8 \text{ В/см}$	$d, \text{ \AA}$	$\Delta\phi_g, \text{ рад}$	$v_g, \text{ В}$	F_g^x	$F_g^n, 10^{-5} \text{ \AA}$
$\bar{3}48$	-6.91	1.005	-0.46	2.48	239.3	27.53
$\bar{2}28$	8.30	1.363	0.42	4.36	303.2	70.78
$\bar{3}66$	-9.21	0.804	-0.74	1.73	203.0	27.13
$\bar{6}66$	-6.33	0.707	-0.46	1.57	189.2	39.22
036	11.55	1.248	1.45	2.31	244.2	44.95
006	9.21	2.297	1.42	3.40	273.3	73.39
244	-8.04	0.819	-0.59	1.87	209.1	18.60
$\bar{4}44$	13.82	1.061	1.24	2.46	243.1	8.87

Литература

- [1] Abov Yu.G., Krupchitsky P.A., Oratovsky Yu.A. On the existence of an internucleon potential not conserving spacial parity // Phys. Lett.- 1964.- V.12.- P. 25-26.
- [2] Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М., Харкевич Г.И. Несохранение четности в радиационном переходе ^{175}Lu // Письма в ЖЭТФ.- 1966.- Т. 3.- С. 268-274; Циркулярная поляризация γ -квантов ^{181}Ta // Письма в ЖЭТФ.- 1967.- Т. 5.- С. 73-75.
- [3] Лобашев В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М. Поиски несохранения четности в ядерных γ -переходах // Письма в ЖЭТФ.- 1966.- Т. 3.- С. 76-81.
- [4] Крупчицкий П.А. Нарушение четности в ядерных реакциях с поляризованными нейтронами // ЭЧАЯ.- 1994.- Т. 25.- С. 1444-1486.
- [5] Зельдович Я.Б. Хранение холодных нейтронов. ЖЭТФ, 1959, **36**, 1952–1953.
- [6] Шапиро Ф.Л. Электрические дипольные моменты элементарных частиц. Материалы III Зимней школы ФТИ, ч. 2, с. 14-38. Л-д, 1968; УФН.- 1968.- Т. 95.- С. 145-158.
- [7] Сахаров А.Д. Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // Письма в ЖЭТФ.- 1967.- Т. 5.- С. 32-35.
- [8] Кузьмин В.А. CP-неинвариантность и барионная асимметрия Вселенной // Письма в ЖЭТФ.- 1970.- Т. 12.- С. 335-337.

- [9] Казарновский М.В., Кузьмин В.А., Четыркин К.Г., Шапошников М.Е. Об осцилляциях нейтрон-антинейтрон // Письма в ЖЭТФ.- 1980.- Т. 32.- С. 88-91.
- [10] Kerbikov B.O., Kudryavtsev A.E., Lensky V.A. Neutron-antineutron oscillations in a trap revisited // ЖЭТФ. 2004.- Т. 125.- С. 476-485.
- [11] Lee T., Yang C. Question of parity conservation in weak interactions. Phys. Rev., 1956, **104**, 254–258.
- [12] Wu C.S., Ambler E., Hayward R., Hoppes D., Hudson R. Experimental test of parity conservation in Beta-decay. Phys. Rev., 1957, **105**, 1413–1415; Further experiments on β -decay of polarized nuclei. Phys. Rev., 1957, **106**, 1361–1363.
- [13] Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. Phys. Rev. Lett., 1964, **13**, 138–140.
- [14] Abe K. et al. Observation of large CP violation and evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays. Phys. Rev. Lett., 2004, **93**, 021601-1 – 021601-5.
- [15] Aubert B. et al. Observation of direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ decays. 2004, www.arxiv.org/abs/hep-ex/0407057.
- [16] Lüders G. Proof of the TCP Theorem. Kgl. Dan. Vid. Sels. Mat.-Fys. Medd., 1954, **28**, No. 5; Ann. Phys., 1957, **2**, 1–15.
- [17] Pauli W. Niels Bohr and the Development of Physics. Pergamon, New-York, 1955, chap. 4 (Перевод в кн. Нильс Бор и развитие физики. ИЛ, 1958).
- [18] Ландау Л.Д. О законах сохранения при слабых взаимодействиях. ЖЭТФ, 1957, **32**, 405–407; Nucl. Phys., 1957, **3**, 127–131.
- [19] Ramsey N.F. Time reversal, charge conjugation, magnetic pole conjugation, and parity. Phys. Rev., 1958, **109**, 225–226.
- [20] Ramsey N.F. Molecular beams. Oxford, Clarendon Press, 1956. Smith I., Purcell E., Ramsey N. Experimental limit to the EDM of the neutron. Phys. Rev., 1957, **108**, 120–122.

- [21] Ансельм А.А. CP-нарушение в калибровочных теориях. Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ (ФВЭ). Л-д, 1978, с.42–83.
- [22] Ellis J. Theory of the neutron electric dipole moment. Nucl. Instr. and Meth., 1989, **A284**, 33–39.
- [23] Barr S.M., Marciano W. В кн. CP Violation, ed. C.Jarlskog, World Scientific, Singapore, 1989.
- [24] Barr S.M. A review of CP violation in atoms. Int. J. Mod. Phys., 1993, **A8**, 209–236.
- [25] Bunakov V.E. Fundamental Symmetry Rreaking in Nuclear Reaction. Fiz. Elem. Chast. Atom. Yad. (EChAYa), 1995, **26**, No. 2, 285–361.
- [26] Khriplovich I.B., Lamoreaux S.K. *CP Violation without Strangeness. The Electric Dipole Moments of Particles, Atoms and Molecules* (Springer-Verlag, 1996).
- [27] Шапиро Ф.Л. Электрические дипольные моменты элементарных частиц. Материалы III Зимней школы ФТИ, ч.2. Л-д, 1968, с. 14–38; УФН, 1968, **95**, 145–158.
- [28] Порсев Г.Д., Серебров А.П. Современное состояние экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона с помощью УХН. Материалы IX Зимней школы ЛИЯФ, ч.3. Л-д, 1974, с. 270–287.
- [29] Серебров А.П. ЭДМ нейтрона и ультрахолодные нейтроны. Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ (ФАЯ). Л-д, 1979, с. 3–27.
- [30] Golub R., Pendlebury G.M. The electric dipole moment of the neutron. Contemp. Phys., 1972, **13**, 519–558.
- [31] Ramsey N.F. Electric-dipole moments of elementary particles. Rep. Prog. Phys., 1982, **45**, 95–113.
- [32] Golub R., Lamoreaux S.K. Neutron electric-dipole moment, ultracold neutrons and polarized ^3He . Phys. Rep., 1994, **237**, 1–62.

- [33] Lobashev V.M., Serebrov A.P. An experimental search for the neutron electric dipole moment: results and prospects of refinement. *J. Physique Colloq.*, 1984, **45**, C3-11 – C3-12.
Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Брандин А.Б., Егоров А.И., Иванов С.Н., Коломенский Э.А., Ласаков М.С., Лобашев В.М., Пирожков А.Н., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Тальдаев Р.Р., Шульгина Е.В. Универсальный жидководородный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов в реакторе ВВР-М ЛИЯФ. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 269–272; Поиск электрического дипольного момента нейтрона. Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 360–363.
Серебров А.П. УХН и их применение в физическом эксперименте. Автореферат докт. дисс. Л-д, 1989.
Altarev I.S., Borisov Yu.V., Borovikova N.V., Ivanov S.N., Kolomenskii E.A., Lasakov M.S., Lobashev V.M., Pirozhkov A.N., Serebrov A.P., Sobolev Yu.V., Shul'gina E.V. Status of experimental search for electric dipole moment of neutron. LNPI Research Report 1988–1989. Leningrad, 1990, p. 6.
Новое измерение электрического дипольного момента нейтрона. Основные результаты научных исследований ЛИЯФ 1990–1991. С-Петербург, 1992, с. 4–6; *Phys. Lett.*, 1992, **B276** 242.
- [34] Thompson D. The search for the electric dipole moment of the neutron at the ILL. *Nucl. Instr. Meth.*, 1989, **A284**, 40–42;
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. A search for the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Lett.*, 1990, **B234**, 191–196.
- [35] Harris P.G., Baker C.A., Green K., Iaydjiev 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.*, 1999, **82**, 904.
- [36] C.A.Baker, D.D.Doyle, P.Geltenbort, K.Green, M.G.D.van der Grinten, P.G.Harris, P.Iaydjiev, S.N.Ivanov, D.J.R.May, J.M.Pendlebury, J.D.Richardson, D.Shiers, K.F.Smith, Improved

Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron,
PRL97,131801(2006)

- [37] Weinberg S. Gauge of CP nonconservation.
Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 657–661.
- [38] Anselm A.A., Djakonov D.I. On Weinberg's model of CP violation
in gauge theories. Nucl. Phys., 1978, **B145**, 271–284.
- [39] Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G. On the search for neutron
EDM using Laue diffraction by a crystal without a centre of
symmetry. Preprint LNPI–1644, Leningrad, 1990, 36 p.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1992, **18**, 1133–1148.
- [40] Федоров В.В. О возможности поиска ЭДМ нейтрона при дифрак-
ции в нецентросимметричном кристалле. Материалы XIV Зим-
ней школы ЛИЯФ, ч. 1. Л-д, 1991, с. 65–118.
- [41] Алексеев В.Л., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сум-
баев О.И., Федоров В.В. Гравитационный эффект при дифрак-
ции нейтронов на изогнутом кварцевом монокристалле.
Препринт ЛИЯФ–1369, Ленинград, 1988, 30 с.;
ЖЭТФ, 1988, **94**, 371–383.
- [42] Alexeev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G., Leushkin E.K., Rumian-
tsev V.L., Sumbaev O.I., Voronin V.V. Observation of a strong
interplanar electric field in a dynamical diffraction of a polarized
neutron. Preprint LNPI–1502, Leningrad, 1989, 14 p.;
Nucl. Instr. and Meth., 1989, **A284**, 181–183.
- [43] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Ру-
мянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. Измерение сильного
электрического внутрикристаллического поля в швингеровском
взаимодействии дифрагирующих нейтронов.
ЖЭТФ, 1989, **96**, 1921–1926.
- [44] Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные мед-
ленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966, с. 256.
- [45] Shull S.G. Phys.Rev.Lett., 1963, **10**, No. 7, 297.

- [46] Forte M. Neutron-optical effects sensitive to P and T symmetry violation. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, 1983, **9**, 745–754.
- [47] Baryshevskii V.G. and Cherepitsa S.V. Neutron spin precession and spin dichroism of nonmagnetic unpolarized single crystals. *Phys. Stat. Sol.*, 1985, **b128**, 379–87.
- [48] Барышевский В.Г., Черепица С.В. Поворот спина в немагнитном неполяризованном кристалле, обусловленный наличием у нейтрона электрического дипольного момента. *Изв. вузов СССР, сер. физ.*, 1985, **8**, 110–112.
- [49] Forte M. and Zeyen C.M.E. Neutron optical spin-orbit rotation in dynamical diffraction. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1989, **A284**, 147–150.
- [50] Воронин В.В., Лапин Е.Г., Федоров В.В. Поляризационный метод измерения сильных внутрикристаллических полей при дифракции нейтронов. Препринт ПИЯФ–1944, Гатчина, 1994, 10 с.; PNPI Research Report 1992–1993, Gatchina, 1994, p. 31–33.
- [51] Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. Мир, Москва, 1968.
- [52] Rauch H., Petrachek D. Dynamical neutron diffraction and its application (in *Neutron diffraction*, ed. by H. Duchs, Springer, Berlin, 1978, p. 303–351).
- [53] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Мир, Москва, 1979.
- [54] Stassis C., Oberteuffer J.A. Neutron diffraction by perfect crystals. *Phys. Rev.*, 1974, **B10**, 5192–5202.
- [55] Shull C.G., Nathans R. Search for a neutron electric dipole moment by a scattering experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, **19**, 384–386.
- [56] Александров Ю.А., Балагуров А.М., Малишевски Э., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н., Холас Я. Определение ядерных амплитуд рассеяния изотопов вольфрама нейтронографическим методом. *ЯФ*, 1969, **10**, 328–335. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. Энергоиздат, М., 1982, с. 74–76.

- [57] Александров Ю.А. О возможности улучшения экспериментальной оценки ЭДМ нейтрона.
Препринт ОИЯИ РЗ-8442, Дубна, 1979.
- [58] Zachariasen W.H. Theory of *X*-ray diffraction in crystals.
N.Y., Wiley, 1945.
- [59] Batterman B.W., Cole H. Dynamical diffraction of *X*-ray by perfect crystals. Rev. Mod. Phys., 1964, **36**, 681–717.
- [60] Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. Наука, Москва, 1974.
- [61] Каули Дж. Физика дифракции. Москва, Мир, 1979.
- [62] Goldberger M.L., Seitz F. Theory of the refraction and the diffraction of neutrons by crystals. Phys. Rev., 1947, **71**, 294–310.
- [63] Малеев С.В. О трехмерном обобщении модели Кронига–Пенни. ФТТ, 1965, **7**, 2990–2994.
- [64] Shull C.G. Observation of Pendellösung fringe structure in neutron diffraction. Phys. Rev. Lett., 1968, **21**, 1585–1589.
- [65] Shull C.G., Oberteuffer J.A. Spherical-wave neutron propagation and Pendellösung fringe structure in silicon.
Phys. Rev. Lett., 1972, **29**, 871–874.
- [66] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Федоров В.В. Влияние ориентации спина нейтрона на дифракцию в нецентросимметричном кристалле.
Препринт ЛИЯФ–1608, Л., 1990, 12 с.;
Письма в ЖТФ, 1995, **21**, вып. 21, 44–49
- [67] Werner S.A., Colella R., Overhauser A.W., Eagen S.P. Observation of the phase shift of a neutron due to precession in a magnetic field. Phys. Rev. Lett., 1975, **35**, 1053–1055.
- [68] Rauch H., Seilinger A., Badurek G., Wilfing A., Bauspiess W., Bonse V. Verification of coherent spinor rotation of fermions.
Phys. Lett. 1975, **A54**, 425–427.

- [69] Алексеев В.Л., Гордиенко Л.А., Гречушников Б.Н., Качалов О.В., Курбаков А.И., Трунов В.А. Исследование качества кристаллов природного и синтетического кварца методами γ -дифрактометрии и рассеяния света. Кристаллография, 1989, **34**, 922—927.
- [70] Kato N. Pendellösung fringe in distorted crystals.
1. Fermat's principle for Bloch waves. J.Phys. Soc. Jap., 1964, **18**, 1785—1791.
2. Application to two beam cases. J.Phys. Soc. Jap., 1964, **19**, 67—77.
3. Application to homogeneously bend crystals. J.Phys. Soc. Jap., 1964, **19**, 971—985.
- [71] Bonse V., Graeff W., Teworte R., Rauch H. Oscillatory structure of Laue case rocking curves. Phys. Stat. Sol., 1977, **a43**, 487—492.
- [72] Bonse V., Graeff W., Rauch H. Measuring angular deviations of neutrons of the order of 10^{-3} sec of arc. Phys. Lett., 1979, **69A**, 420—422.
- [73] Федоров В.В., Кирьянов К.Е., Смирнов А.И. О модуляции на оптических частотах электронов, дифрагирующих в кристалле. ЖЭТФ, 1973, **64**, 1452-1455.
- [74] 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.
- [75] Федоров В.В., Воронин В.В., Лалин Е.Г., Сумбаев О.И. О возможности поиска ЭДМ нейтрона по деполяризации при дифракции в кристалле без центра симметрии. Письма в ЖТФ, 1995, **21** (вып. 21), 50—55.
- [76] Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В., Егоров А.И., Иванов С.Н., Коломенский Э.А., Ласаков М.С., Лобашев В.М., Назаренко В.А., Пирожков А.Н., Серебров А.П., Соболев Ю.В.,

- Шульгина Е.В. Поиск электрического дипольного момента нейтрона. ЯФ, 1996, **59**, вып 7, 1204–1224. Препринт ПИЯФ–2055, Гатчина, 1995, 51 с.
- [77] 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, 2000, **71**, вып. 2, 110–115. Препринт ПИЯФ–2337, Гатчина, 2000, 12 с.
- [78] 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.
- [79] 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. Письма в ЖЭТФ, 2000, **72**, вып.6, 445–450.
- [80] 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.
- [81] Fedorov V.V., Voronin V.V. Neutron diffraction and optics in noncentrosymmetric crystals. New feasibility of a search for neutron EDM. Nucl. Instr. and Meth., 2003, **B201**, No. 1, 230–242.
- [82] Воронин В.В., Лапин Е.Г., Семенихин С.Ю., Федоров В.В. Вращение спина нейтрона при прохождении через нецентросимметричный монокристалл. Письма в ЖЭТФ, 2001, **74**, вып. 5, 279–282.
- [83] 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., 2002, **A74**, [Suppl. 1], s91–s93.
- [84] Int. Tables for X-ray Crystallography. Birmingham, England, 1965.

- [85] Полинг Л., Полинг П. Химия. Москва, Мир, 1978.
- [86] Koester L., Rauch H., Herkens M., Schröder K. Summary of neutron scattering lengths, K.F.A.-Report, Jül-1755, 1981.
- [87] Акустические кристаллы. Справочник. Под. ред. М.П. Шаскольской, Москва, Наука, 1982, 632 с.
- [88] Zachariasen W.H., Plettinger H.A. Extinction in quartz. Acta Cryst., 1965, **18**, 710–714.
- [89] Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. Москва, Мир, 1974, 496 с.
- [90] Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. Москва, Наука, 1965, 608 с.
- [91] F. Tasset, P.J. Brown, E. Lelie‘vre-Berna, T. Roberts, S. Pujol, J. Allibon, E. Bourgeat-Lami, Physica B, **267-268** (1999) 69-74.
- [92] Braginsky V. B., Panov V. I., Verification of the equivalence of inertial and gravitational mass, Sov. Phys. JETP **34**, 463–466 (1972).
- [93] R. v. Eotvos, D. Pekar and E. Fekete, Annalen der Physik (Leipzig) **68**, 11 (1922).
- [94] A. Zeilinger, C.G. Shull, M.A. Horne and K.G. Finkelstein, Phys. Rev. Lett., **57**, 3089 (1986).
- [95] Грушко Ю.С., Лапин Е.Г., Сумбаев О.И., Тюнис А.В., ЖЭТФ **74**, 2280 (1978).
- [96] Сумбаев О.И., Лапин Е.Г., ЖЭТФ **78**, 802 (1980).
- [97] Yu. Alexandrov, Proceeding of ISINN-XIII (Dubna, 2006) 166.
- [98] S.A. Werner, Phys. Rev. B, **21**, 1774 (1980).
- [99] R. Colella, A.W. Overhauser and S.A. Werner, Phys. Rev. Lett. **34**, 1472 (1975).

- [100] J.-L. Staudenmann, S.A. Werner, R. Colella and A.W. Overhauser, *Phys. Rev. A.* **21**, 1419 (1980).
- [101] А.И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель, Г.В. Кулин, Д.В. Кустов, В.Г. Носов, А.Н. Стрепетов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 255 (2007)
- [102] V.V. Fedorov, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, S.Yu. Semenikhin and V.V. Voronin, *Письма В ЖЭТФ* **85**, 90 (2007).
- [103] В.И. Инденбом, И.Ш. Слободецкий, К.Г. Труни, *ЖЭТФ* **66**, 1110 (1974)
- [104] J. Arthur, C. G. Shull and A. Zeilinger, *Phys. Rev. B* **32**, 5753 (1985).
- [105] J.Baumann, R.Gahler, J.Kalus and W.Mampe, *Phys. Rev. D*, **37**, 3107 (1988).
- [106] J.Schmiedmayer, *Nucl. Instr. Meth. A* **284**, 59 (1989).
- [107] V.V. Fedorov, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, S.Yu. Semenikhin, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, K.Yu. Amosov, Neutron volumetric test of interplanar distances of highly perfect crystals, *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* **A593** (2008) 472-474.
- [108] V.V. Fedorov, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, S.Yu. Semenikhin, V.V. Voronin, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **B252** (2006) 131.
- [109] V.V. Fedorov, M. Jentschel, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, E. Leli'evre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, S.Yu. Semenikhin, T. Soldner, F. Tasset, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, Test experiment for the neutron EDM search by crystal-diffraction method, preprint PNPI-2789, 2008, 20p.
- [110] V.V. Fedorov, M. Jentschel, I.A. Kuznetsov, E.G. Lapin, E. Leli'evre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, S.Yu. Semenikhin, T. Soldner, V.V. Voronin, Yu.P. Braginetz, Perspectives for nEDM Search by Crystal Diffraction. Test Experiment and Results, *Nucl. Phys.* **A827** (2009) 538-540.

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Возможности применения нейтронов в физике ядра и элементарных частиц	4
1.2	Современные ограничения на величину ЭДМ нейтрона .	6
1.3	Сравнительные характеристики методов	10
2	Особенности нейтронной оптики и дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле	16
2.1	Ядерный и электрический потенциалы кристалла. Разложение по векторам обратной решетки .	16
2.2	Интерференция ядерной и электромагнитной амплитуд рассеяния. Сильные электрические поля	19
2.3	Нейтронная оптика в нецентросимметричном кристалле. Теория возмущений	24
2.4	Двухволновая дифракция	26
2.5	Эффекты, связанные с вращением спина $S = 1/2$ при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле	33
2.6	Сравнение с экспериментом	36
3	О возможности поиска ЭДМ нейтрона по смещению маятниковой фазы при дифракции в нецентросимметричном кристалле	45
3.1	Двухволновая дифракция. Общий случай	45
3.2	Ведущее магнитное поле и более точное вычисление сдвигов маятниковых фаз	56
3.3	Двухкристальная установка. Качественное рассмотрение	58

3.4	Двухкристальная установка. Вычисление интенсивностей	61
3.5	Светосила	69
4	Поляризационные эффекты при дифракции нейтрона в нецентросимметричном кристалле	71
4.1	Введение	71
4.2	Деполяризация нейтронов при дифракции в нецентросимметричном кристалле	74
4.3	Описание метода и установки	78
4.4	Эффекты от ЭДМ нейтрона при дифракции по Лауэ	81
4.5	Экспериментальное изучение эффекта удержания дифрагирующего нейтрона в кристалле	84
4.6	Экспериментальное обнаружение эффекта деполяризации и измерение электрического поля кристалла, воздействующего на дифрагирующий нейтрон	89
5	Нейтронная оптика нецентросимметричного кристалла	94
5.1	Прохождение нейтронов через кристалл без центра симметрии. Теория возмущений	94
5.2	Экспериментальное обнаружение нейтронно-оптического эффекта вращения спина	101
5.3	Эффект вращения спина при прохождении нейтронов в направлениях близких к брэгговским	105
6	Эксперимент по проверке слабого принципа эквивалентности для нейтрона	115
6.1	Введение	115
6.2	Распространение нейтрона в кристалле	116
6.3	Эксперимент	120
6.4	Возможные применения эффекта дифракционного усиления	125

7	Исследование структурного совершенства монокристаллических материалов	129
7.1	Введение	129
7.2	Описание метода	130
7.3	Экспериментальная установка	134
7.3.1	Юстировка кристаллов	136
7.3.2	Система монохроматизации и выведения пучка	138
7.4	Результаты тестирования кристаллов кварца	147
7.5	Заключение	157
A	Расчет электрических полей в кристаллах	161

