

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН – ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО  
ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО НАУЧНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ  
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Татарский Дмитрий Аркадьевич

# **Рассеяние тепловых нейтронов некомпланарными магнитными системами**

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Фраерман А.А.

Нижний Новгород – 2018

# Содержание

|  |    |
|--|----|
| <b>Введение</b>  | 4  |
| <b>Глава 1. Взаимодействие тепловых нейтронов с твёрдым телом (Обзор литературы)</b>                                     | 21 |
| 1.1. Движение нейтронов в магнитных полях . . . . .  | 22 |
| 1.2. Движение электронов проводимости в ферромагнетиках . . . . .  | 30 |
| 1.3. Получение некомпланарных магнитных распределений . . . . .  | 32 |
| 1.4. Выводы . . . . .  | 36 |
| <b>Глава 2. Рассеяние неполяризованных нейтронов на системах с некомпланарным распределением магнитного поля: теория</b> | 37 |
| 2.1. Свойства дифференциального сечения рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов . . . . .                          | 38 |
| 2.1.1. Инвариантность дифференциального сечения рассеяния по отношению к вращениям магнитного поля . . . . .             | 38 |
| 2.1.2. Теорема взаимности для неполяризованных нейтронов . . . . .   | 41 |
| 2.1.3. Особенности рассеяния нейтронов на компланарных системах. Необходимые условия невзаимности . . . . .              | 44 |
| 2.2. Теория возмущений . . . . .   | 45 |
| 2.2.1. Приближение многократного рассеяния нейтронов . . . . .   | 45 |
| 2.2.2. Рассеяние электронов на точечных магнитных частицах . . . . .   | 48 |
| 2.2.3. Замечание о поляризованном пучке . . . . .  | 51 |
| 2.3. Задачи рассеяния нейтронов, допускающие точные решения . . . . .  | 53 |
| 2.3.1. Отражение от трёх магнитных зеркал . . . . .  | 53 |
| 2.3.2. Рассеяние на геликоидальном распределении . . . . .   | 62 |
| 2.4. Выводы . . . . .  | 67 |

|  |            |
|--|------------|
| <b>Глава 3. Постановка эксперимента по невзаимному прохождению нейтронов через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле</b>    | <b>69</b>  |
| 3.1. Расчёт прохождения через два зеркала во внешнем поле . . . . .  | 70         |
| 3.2. Подготовка магнитных зеркал для эксперимента . . . . .  | 76         |
| 3.3. Методика эксперимента на рефлектометре REMUR реактора ИБР-2М . . .  | 81         |
| 3.4. Статистический анализ измерений и моделирование эксперимента . . . . .  | 85         |
| 3.5. Выводы . . . . .  | 93         |
| <b>Заключение</b>  | <b>95</b>  |
| <b>Приложение А. Коэффициенты прохождения нейтронов при рассеянии на геликоидальном распределении намагниченности в кристалле MnSi</b> | <b>96</b>  |
| <b>Приложение В. Программа по расчёту коэффициентов прохождения через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле</b>             | <b>101</b> |
| <b>Приложение С. Результат обработки экспериментальных данных</b>  | <b>119</b> |
| <b>Список рисунков</b>   | <b>128</b> |
| <b>Литература</b>  | <b>129</b> |
| <b>Список публикаций автора по теме диссертации</b>  | <b>138</b> |

# Введение

## Актуальность темы

Изучение особенностей движения частиц со спином  $1/2$  в неоднородном магнитном поле, являясь традиционной областью физики, продолжает привлекать к себе внимание исследователей. По-прежнему актуальной является задача определения распределения магнитного момента в веществе по рассеянию нейтронов. Как известно [1], взаимодействие нейтронов с веществом описывается уравнением Шрёдингера с паулиевским слагаемым. Аналогичным уравнением описывается движение электронов проводимости в ферромагнетиках в рамках s-d модели [2]. Таким образом, основные закономерности движения нейтронов в веществах с неоднородным распределением магнитной индукции и электронов в проводящих ферромагнетиках с неоднородным распределением намагниченности могут быть рассмотрены с общих позиций, что представляет большой интерес не только для нейтронографии магнетиков, но и для спинтроники [3].

## Степень разработанности темы исследования

Движение тепловых нейтронов хорошо исследовано в компланарных магнитных системах. Коллинеарные системы широко применяются в нейтронной оптике для поляризации нейтронов. В неколлинеарных, но компланарных системах наблюдается эффект незеркального отражения пучка нейтронов, известный как зеемановское пространственное расщепление [4, 5]. Некомпланарные магнитные системы (кристаллы типа силицида марганца), как правило, исследуются с помощью малоуглового рассеяния нейтронов [6]. Таким образом, методы исследования магнитных материалов с помощью тепловых нейтронов на данный момент развиты очень хорошо. Однако, особенности рассеяния нейтронов, обусловленные именно некомпланарностью распределения магнитного поля исследовались недостаточно. К экспериментальным работам, посвящённым данной темати-

ке, следует отнести работы по рассеянию нейтронов на тройных спиновых флуктуациях в ферромагнетиках при температурах выше точки Кюри [6].

В свою очередь, транспорт электронов в ферромагнетиках с некомпланарными распределением намагниченности также исследовался, преимущественно, теоретически. К экспериментальным результатам в этой области надо отнести работы по наблюдению «топологического» эффекта Холла [7].

## **Цель и задачи работы**

Целью данной диссертационной работы является исследование особенности транспорта частиц со спином  $1/2$  в системах с некомпланарным распределением магнитного поля на примере упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Определение необходимых условий не взаимности упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов;
2. Теоретические расчёты не взаимных эффектов упругого рассеяния тепловых нейтронов некомпланарными магнитными системами, включая:
  - получение выражения для не взаимной части рассеяния в рамках теории возмущений;
  - систему трёх магнитных зеркал;
  - геликоидальную магнитную структуру;
3. Проведение эксперимента по измерению не взаимности при прохождении неполяризованных нейтронов через систему двух магнитных зеркал, находящихся во внешнем поле.

## **Научная новизна**

1. Впервые показано, что в общем случае рассеяние неполяризованных нейтронов не взаимно при рассеянии на некомпланарных магнитных системах;
2. Рассчитано упругое рассеяние нейтронов в системах с неоднородным магнитным полем по теории возмущений за рамками борновского приближения;

3. Точно рассчитан коэффициент прохождения нейтронов через систему трёх магнитных зеркал и рассеяние неполяризованных нейтронов на кристалле с геликоидальным распределением намагниченности;
4. Впервые экспериментально показано, что прохождение тепловых нейтронов через некомпланарную систему магнитных зеркал невзаимно. Смена источника и детектора частиц приводит к изменению коэффициента прохождения в 7 раз.

## **Теоретическая и практическая значимость**

Теоретическая значимость работы заключается в том, что впервые определены необходимые условия наблюдения невзаимного рассеяния неполяризованных нейтронов системами с неоднородным распределением магнитной индукции. Исходя из аналогии описания движения тепловых нейтронов в магнитных полях и электронов проводимости в ферромагнетиках, данное утверждение может быть обобщено на транспорт электронов в ферромагнитных структурах с неоднородным распределением намагниченности.

Проведённый эксперимент доказывает, что движение частиц со спином  $1/2$  невзаимно в системах с некомпланарным распределением намагниченности. Таким образом, данный эксперимент может положить начало серии экспериментов по исследованию рассеянию нейтронов и транспорту электронов в других системах с некомпланарным распределением магнитного поля, например, кристаллах типа силицида марганца или решётках ферромагнитных наночастиц.

## **Методология и методы исследования**

Для решения поставленных задач были применены следующие теоретические и экспериментальные методики:

- Оптическое приближение при взаимодействии нейтронов с твёрдым телом и магнитным полем;
- Теория возмущений и борновское приближение;
- Динамическое приближение при дифракции в геликоидальной структуре;
- Рефлектометрия тепловых нейтронов на импульсном источнике (ИБР-2М).

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Определены необходимые условия наблюдения невзаимности рассеяния неполяризованных нейтронов в неоднородных магнитных полях;
2. Рассчитана невзаимность рассеяния нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Предложены и точно рассчитаны магнитные системы, которые представляют собой три магнитных зеркала и кристалл с распределением намагниченности типа конической спирали;
4. Проведен эксперимент по прохождению неполяризованных нейтронов через систему двух магнитных зеркал во внешнем поле, доказывающий, что упругое рассеяние тепловых нейтронов на некомпланарных магнитных системах невзаимно.

## **Личный вклад автора**

1. Доказательство необходимых условий для наблюдения невзаимного рассеяния нейтронов в системах с неоднородным распределением магнитного поля;
2. Расчёт невзаимных эффектов по теории возмущений за рамками борновского приближения (многократное рассеяние);
3. Точный расчёт системы трёх зеркал;
4. Точный расчёт дифракции на геликоидальной структуре;
5. Участие в эксперименте по прохождению нейтронов на системе двух зеркал во внешнем поле. Обработка экспериментальных данных.

## **Апробация полученных результатов работы**

Результаты докладывались на следующих международных конференциях:

- XII-XX международные симпозиумы «Нанозеллектроника и нанозеллектроника» 2009-2016 (Н.Новгород);

- International Conference for Neutron Scattering 2013 (Edinburgh);
- XXV Российская конференция по электронной микроскопии, 2014 (Черноголовка);
- International Conference «Condensed matter research at the IBR-2M» 2014 (Dubna);
- International Symposium Spin Waves 2015 (St. Petersburg);
- International Workshop «Dzyaloshinskii-Moriya interaction» 2017 (Peterhof).

Кроме того, по результатам данной работы были проведены семинары в следующих организациях:

- Институт физики микроструктур РАН;
- Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского;
- Объединённый Институт Ядерных Исследований;
- Петербургский институт ядерных исследований им. Б.П. Константинова.

## Публикации

Результаты работы опубликованы в отечественных журналах: Журнал экспериментальной и теоретической физики [A1], Физика твёрдого тела [A2, A6], Письма в ЖЭТФ [A3], Поверхность [A4] и Успехи физических наук [A5].

## Объём и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, трёх приложений, заключения. Общий объём диссертации составляет 142 страниц, включая 40 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 95 наименований, список публикаций автора по теме диссертации включает 20 наименований.

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность выбранной темы, раскрывается новизна и значимость работы, приводятся положения, выносимые на защиту и план диссертации.



В **главе 1** дан обзор литературы по рассеянию нейтронов, транспортным свойствам ферромагнетиков и получению неоднородных распределений магнитного поля.

В **разделе 1.1** рассматриваются достижения современной магнитной нейтронографии. Широкое применение в экспериментальных установках находят многослойные ферромагнитные плёнки, которые выступают в качестве поляризаторов нейтронов и являются примером коллинеарной магнитной системы.

При рассеянии на системе с неколлинеарным распределением магнитного поля, процессы с переворотом спина разрешены. Такое рассеяние исследовано как теоретически [4], так и экспериментально [5]. В данных работах исследовалось пространственное зеемановское расщепление пучка нейтронов при отражении от неколлинеарной компланарной системы.

Исследовались и некопланарные магнитные системы. Например, известно, что в ряде ферромагнитных кристаллов реализуются конические магнитные спирали [6]. Но в большинстве и теоретических, и экспериментальных работ не уделяется достаточно внимания особенностям рассеяния нейтронов, которые обусловлены наличием некопланарного магнитного поля. К одной из первых работ, посвящённых исследованию таких особенностей рассеяния нейтронов следует отнести задачу неупругого рассеяния нейтронов на ненулевых тройных спиновых корреляциях выше точки Кюри ферромагнетика [6].

В силу известного сходства в описании нейтронов и электронов проводимости (*s-d* модель) особенности движения тепловых нейтронов в магнитных полях имеют свои аналоги и для электронов в ферромагнетиках. Краткий обзор литературы по электронному транспорту в ферромагнетиках дан в **разделе 1.2**. Особенности транспорта в некопланарных системах исследованы в основном теоретически [8]. К одному из экспериментальных результатов можно отнести наблюдение топологического спинового эффекта Холла в *A*-фазе кристалла силицида марганца [7].

**Раздел 1.3** посвящён вопросу создания неоднородных распределений магнитного поля. Во многих кристаллах редкоземельных металлов реализуются сложные, неоднородные распределения намагниченности, например, в гольмии реализуются как плоская, так и коническая спирали. Также магнитные спирали и решётки скирмионов реализуются в кристаллах соединений *d*-металлов (Mn, Fe, Ni и др.) с полупроводниками (Si, Ge) [6]. Ещё один способ получения неоднородных распределений намагниченности за-

ключается в получении искусственных наноструктурированных материалов. Так, одним из основных состояний в цилиндрических ферромагнитных частицах является распределение намагниченности типа магнитного вихря [9]. Наконец, ещё один способ получения неоднородного распределения – комбинация ферромагнитных плёнок с различной коэрцитивностью.

Таким образом, с одной стороны, накоплен большой опыт по проведению экспериментов по рассеянию тепловых нейтронов в магнитных системах. С другой стороны, хорошо разработаны методы получения неоднородных распределений магнитного поля. При этом вопросы теоретического и экспериментального исследования невзаимности рассеяния тепловых нейтронов на некомпланарных системах в основном рассмотрены недостаточно.

В **главе 2** теоретически исследованы необходимые условия для наблюдения невзаимного рассеяния неполяризованных нейтронов магнитными системами с неоднородным распределением магнитной индукции и решено несколько задач рассеяния.

Для упругого рассеяния справедлива теорема взаимности [10]. Она является следствием симметрии физических процессов рассеяния по отношению к обращению времени. В случае рассеяния неполяризованных нейтронов её суть заключается в том, что интенсивность рассеяния не изменяется при обращении направления движения частиц. При наличии в рассеивателе магнитного поля, также необходимо изменять его направление на противоположное. В таком понимании любой процесс рассеяния всегда является взаимным. Однако, часто при «обращении» времени изменяют только направление движения частиц, не меняя направления поля. В этом случае интенсивность рассеяния может остаться такой же и система будет взаимной, либо же интенсивность изменится и тогда говорят, что такое рассеяние является невзаимным. Далее невзаимность понимается в данной работе именно в таком смысле.

В настоящей диссертации рассматривается дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов. Для его вычисления всегда необходимо производить суммирование амплитуд рассеяния по всем начальным и конечным спиновым состояниям.

В **разделе 2.1** определены необходимые условия для наблюдения невзаимного рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов. Рассмотрим уравнение Шрёдингера для

тепловых нейтронов

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}_0(\vec{r}) + \mu \left( \hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \right) \right) \hat{\psi} = E\hat{\psi}, \quad (0.1)$$

где  $\hat{V}_0(\vec{r})$  – пространственное распределение скалярного ядерного потенциала,  $m$  и  $\mu$  – масса и магнитный момент нейтрона,  $\hat{\vec{\sigma}}$  – вектор-столбец матриц Паули,  $\vec{B}(\vec{r})$  – вектор магнитной индукции и  $\hat{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$  – двухкомпонентный спинор. В задачах рассеяния используется следующее асимптотическое представление волновой функции [10]

$$\hat{\psi} \approx \left( e^{i\vec{k}\vec{r}} + \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \frac{e^{i\vec{k}'\vec{r}}}{r} \right) \hat{\psi}_0, \quad (0.2)$$

где  $\vec{k}, \vec{k}'$  – начальное и конечное волновые числа нейтрона,  $\hat{\psi}_0$  – начальная спиновая поляризация нейтрона,  $\hat{f}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})$  – амплитудная матрица рассеяния. Дифференциальное сечение рассеяния вычисляется из (0.2) следующим образом

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}')}{\partial \Omega} = Tr[\hat{\rho} \hat{f}^\dagger \hat{f}], \quad (0.3)$$

где  $Tr$  – обозначает сумму диагональных компонент матрицы и  $\hat{\rho}$  – поляризация матрица плотности нейтронов. В случае неполяризованных нейтронов она пропорциональна единичной матрице и выражение (0.3) сводится к суммированию по всем начальным и конечным спиновым состояниям.

В диссертации показано, что дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованных нейтронов не меняется при повороте вектора магнитной индукции в каждой точке пространства на фиксированный угол вокруг фиксированной оси. Введём оператор  $\hat{R}_{\vec{n}, \alpha}$ , который осуществляет поворот трёхмерного вектора вокруг оси  $\vec{n}$  на угол  $\alpha$ . Заменим в уравнении Шрёдингера магнитное поле  $\vec{B}$  на магнитное поле, которое повёрнуто в каждой точке пространства  $\vec{B}' = \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B}$ . В диссертации показано, что для дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных нейтронов справедливо соотношение

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (0.4)$$

С другой стороны, из теоремы взаимности [10] следует, что дифференциальное сечение рассеяния не меняется при одновременном изменении направления рассеяния частиц и

знака магнитного поля в каждой точке пространства

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (0.5)$$

Применим утверждения (0.4) и (0.5) для трёх случаев пространственного распределения вектора магнитной индукции. Так, в коллинеарном и компланарном случае система координат всегда может быть выбрана так, что магнитное поле будет иметь лишь одну (коллинеарное) или две ненулевых проекции (компланарное). При этом всегда существует такая операция поворота, которая эквивалентна изменению направления магнитного поля на противоположное  $-\vec{B} = \hat{R}_{\vec{n}, \pi} \vec{B}$ . Из (0.4) и (0.5) получаем, что для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных нейтронов на компланарных системах справедливы следующие соотношения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} &= \frac{\partial \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, \vec{B})}{\partial \Omega}, \\ \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} &= \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', -\vec{B})}{\partial \Omega}. \end{aligned} \quad (0.6)$$

Отсюда следует, что рассеяние неполяризованных нейтронов на системах с коллинеарным или компланарным распределением магнитной индукции всегда взаимно. В случае некомпланарного распределения магнитного поля нельзя найти такую ось поворота, чтобы магнитное поле изменило знак на противоположный в каждой точке пространства. Следовательно, необходимым условием наблюдения невзаимности рассеяния является некомпланарность распределения магнитного поля.

В разделе 2.2 приведена методика расчёта рассеяния нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения. Следующий за борновским приближением порядок теории возмущений даёт кубическое по магнитному полю слагаемое в дифференциальном сечении рассеяния

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))^{(3)}}{\partial \Omega} &= i \left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^3 \iiint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot [\vec{B}(\vec{r}_2) \times \vec{B}(\vec{r}_3)]) \times \\ &\times \frac{\exp \left[ i\vec{k}'(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + i\vec{k}(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) + ik|\vec{r}_2 - \vec{r}_3| \right]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + c.c., \end{aligned} \quad (0.7)$$

где «с.с.» означает комплексно сопряжённое к первому слагаемому. Выражение (0.7) отвечает за эффекты, возникающие только при рассеянии неполяризованных тепловых нейтронов на системах с некопланарным распределением магнитного поля, что хорошо согласуется с определёнными в **Разделе 2.1** свойствами дифференциального сечения рассеяния.

Выражение (0.7) получено в рамках теории возмущений, поэтому невзаимная поправка значительно меньше амплитуды борновского рассеяния и её экспериментальная регистрация проблематична. Увеличить невзаимный эффект возможно, если рассматривать задачи, в которых амплитуда многократного рассеяния велика и теория возмущений уже не применима. Так, многократное рассеяние сильно при полном внешнем отражении на магнитных зеркалах или при динамической дифракции на упорядоченных структурах.

В **раздел 2.3** рассмотрены задачи рассеяния нейтронов, допускающие точное аналитическое решение: последовательное отражение от трёх идеальных магнитных зеркал (рисунок 2.3) и дифракция на геликоидальном распределении на примере кристалла силицида марганца.

Прямому и обращённому по времени процессам соответствует последовательное зеркальное отражение нейтронов от трёх зеркал в порядке 1-2-3 и 3-2-1.

Получим оценку сверху для коэффициента отражения от трёх зеркал. Предположим, что крайние зеркала являются идеальными поляризаторами, т.е. их матрица отражения имеет только одну ненулевую компоненту, причём она равна 1. А матрица отражения на втором зеркале с точностью до фазового множителя имеет вид  $\hat{R}_2 = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{pmatrix} \hat{S}_{z,\alpha}$ , где угол  $\alpha$  – угол между векторами средней поляризации падающего и зеркально отражённого нейтронов. Также будем считать, что углы между крайними зеркалами и центральным одинаковы и равны  $\theta$ . Тогда интенсивность для прямого и обратного процессов имеет вид

$$I_{\pm} = \frac{1}{8} (a^2 + b^2 + 2ab \cos(\alpha \pm 2\theta)). \quad (0.8)$$

Из данного выражения легко оценить максимальную величину невзаимности. Действительно, максимальный угол между зеркалами не должен превышать соответствующий угол полного внешнего отражения для тепловых нейтронов ( $\sim 10$  мрад), в этом случае

коэффициенты  $a, b$  близки к 1 и относительная величина невязимности

$$\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = -\frac{2 \sin \alpha \sin 2\theta}{(1 + \cos(\alpha + 2\theta)) / 2 + (1 + \cos(\alpha - 2\theta)) / 2} \approx -\frac{4\theta}{1/2} \sim 10\%. \quad (0.9)$$

Из выражение (0.9) непосредственно видно, что величина невязимности пропорциональная смешанному произведению намагниченностей зеркал. Исходя из углов полного внешнего отражения ясно, что невозможно установить крайние зеркала под углом друг к другу, близким к  $\pi/2$ . Поэтому невязимность в такой системе будет невелика. Результаты расчётов величины невязимности приведены при последовательном отражении от зеркал из CoFe неполяризованных нейтронов с длинами волн 15-20 Å на рисунке 2.4.

Как следует из расчётов, наибольшая относительная величина невязимности достигает  $\sim 13\%$  при коэффициенте отражения  $\sim 15\%$ . Отметим, что такая схема достаточно сложна для реализации, т.к. требует точной юстировки трёх зеркал относительно друг друга. При этом абсолютная величина невязимности достигает всего нескольких процентов от общей интенсивности пучка нейтронов.

Физически механизм невязимности в системе трёх зеркал достаточно легко объяснить качественно. В системе трёх зеркал среднее зеркало играет роль вращателя поляризации, а крайние зеркала выступают в роли поляризатора и анализатора. Но важно отметить, что направление вращения поляризации при отражении на втором зеркале не зависит от того, рассматривается ли прямой или обратный по времени процесс. Из этого и вытекает невязимность рассеяния в такой системе.

Ещё одной задачей, допускающей точное аналитическое решение является задача дифракции нейтронов на геликоидальной структуре. Геометрия дифракции приведена на рисунке 2.5. В таком случае безразмерное уравнение Шрёдингера выглядит следующим образом

$$\left( -\Delta + 1 + k_b^2 \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-iqz} \\ \sin \theta e^{iqz} & -\cos \theta \end{pmatrix} \right) \hat{\psi} = k^2 \hat{\psi}, \quad (0.10)$$

где угол  $\theta$  – половина угла раствора конуса геликоида и  $q$  – волновое число, соответствующее периоду геликоида. Собственные функции этого уравнения хорошо известны [11]. Для нахождения коэффициентов отражения и прохождения достаточно записать условия

непрерывности волновой функции и её производной на двух границах и решить полученную систему линейных уравнений.

Покажем, к каким особенностям рассеяния приводит некомпланарность распределения магнитной индукции. В соответствии со свойствами дифференциального сечения рассеяния (0.6), для наблюдения невзаимных эффектов достаточно изменить знак магнитного поля на противоположный в каждой точке пространства. В случае рассеяния на некомпланарном геликоиде достаточно поменять только направление внешнего магнитного поля.

Рассмотренная система является дифракционной решёткой, поэтому при прохождении коэффициент дифракции  $T_{21}$ , который соответствует дифракции при прохождении с переворотом спина из состояния  $s_z = -1/2$  в состояние  $s_z = 1/2$ , будет иметь особенность при падении нейтронов с проекцией волнового вектора  $k_z \approx q/2$ .

Выполнены расчёты для дифракции на силициде марганца при приложении внешнего поля в 1 кЭ (рисунок 2.6). В зависимости от направления приложенного поля, меняется положение дифракционного пика. Учитывая резонансный характер  $T_{21}$  вблизи  $k_z \approx q/2$ , получаем сдвиг резонанса, линейный по магнитному полю. Величина сдвига составляет порядка  $0.01q \approx 3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$  (рис. 2.6).

Покажем, что сдвиг дифракционного максимума возможен только в некомпланарной системе. Допустим, что кристалл MnSi с плоским геликоидальным распределением и внешнее поле представляют собой два независимых рассеивателя. Плоский геликоид является неколлинеарным и даёт процессы рассеяния с переворотом спина. Внешнее поле аналогично однородно намагниченному зеркалу и, соответственно, рассеяние на нём зависит от того направлен ли спин нейтрона по полю или против поля. Как показано выше, невзаимные эффекты наблюдаются только за рамками однократного рассеяния. Для простоты рассмотрим процесс двукратного рассеяния. Тогда после дифракции на геликоиде с переворотом из состояния  $s_z = -1/2$  в состояние  $s_z = 1/2$  нейтроны также преломляются и на однородном внешнем магнитном поле. Ясно, что в этом случае, преломление зависит от взаимной ориентации спинового состояния и внешнего поля. Отметим, что углового разрешения современных малоугловых дифрактометров нейтронов недостаточно для регистрации такого малого сдвига.

Таким образом, в **главе 2** определены необходимые условия невязимного рассеяния неполяризованных нейтронов в магнитных системах и предложено несколько систем. В них величина невязимности мала. Поэтому в **главе 3** предложен и реализован эксперимент, в которой интенсивности прямого и обратного по времени процессов прохождения отличаются до 7 раз.

В **разделе 3.1** приводится расчёт коэффициента прохождения через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле. Как было отмечено, невязимность в системе трёх зеркал пропорциональна смешанному произведению их магнитных поле. Если все три поля будут перпендикулярны друг другу, следует ожидать наибольшей величины невязимности. Модифицируем задачу о трёх зеркалах из **раздела 2.3**: крайние зеркала расположим друг напротив друга, а среднее зеркало заменим внешним полем, которое приложено по нормали к зеркалам. Прямой и обратный по времени процессы изображены на рисунке 3.1. Возможно реализовать ситуацию, в которой намагниченности зеркал будут перпендикулярны друг другу, а подбором величины внешнего поля легко добиться необходимой фазы ларморовской прецессии нейтронов между зеркалами. Как и в предыдущем случае с тремя зеркалами, будем считать, что крайние зеркала являются идеальными поляризаторами, угол между их намагниченностями  $\beta$  и угол ларморовской прецессии между зеркалами  $\varphi$ . Тогда интенсивность прямого и обратного по времени процессов имеет вид

$$T_{\pm} = \frac{1 + \cos(\varphi \pm \beta)}{4}. \quad (0.11)$$

В компланарном случае этот угол  $\beta = 0, \pi$ , в некомпланарном же случае для получения максимальной невязимности необходим угол  $\beta = \pm\pi/2$ . Важно отметить, что при такой схеме эксперимента становится очень просто сравнивать интенсивность прямого и обратного по времени процессов прохождения. Действительно, в силу одномерности данной задачи, обращение времени будет соответствовать либо изменению угла скольжения на противоположный, либо изменению знака внешнего магнитного поля (рисунок 3.10).

Выражение (0.11) позволяет оценить необходимые параметры эксперимента. Сделаем оценки для нейтронов с длинами волн 3-7 Å и расстояния между зеркалами равным 0.5 мм. Характерный угол полного внешнего отражения для таких нейтронов порядка 10 мрад. Фаза ларморовской прецессии между зеркалами определяется ларморовской ча-



стотой и временем пролёта нейтронов от одного зеркала до другого

$$\varphi = \omega\tau = \frac{2\mu B_{ext}}{\hbar} \frac{d}{\sin \alpha v}, \quad (0.12)$$

Для наблюдения одной осцилляции в диапазоне длин волн от 3 до 7 Å необходимо, чтобы разница фаз ларморовской прецессии для нейтронов с минимальной и максимальной длинами волн составляла  $2\pi$ . Тогда из (0.12) получаем, что магнитное поле должно быть не менее  $B_{ext} > 7$  Э. Из расходимости пучка нейтронов получим верхнюю оценку магнитного поля. Расходимость пучка оказывает большее влияние на длинноволновые нейтроны, т.к. при одной и той же расходимости пучка и коротковолновых, и длинноволновых нейтронов, времена пролёта последних между зеркалами будут отличаться больше. Для наблюдения невзаимных эффектов необходимо, чтобы фазы ларморовской прецессии для нейтронов с разными углами скольжения  $\alpha \pm \Delta\alpha$  отличались менее, чем на  $\pi$ . Исходя из возможностей экспериментальной установки, шаг гониометра составляет 0.3 мрад, следовательно, расходимость пучка должна быть не менее данной величины. Пользуясь формулой (0.12) получаем, что для нейтронов с длиной волны 7 Å и расходимостью пучка 0.3 мрад для поля должно выполняться условие  $B_{ext} < 32$  Э. В эксперименте нами прикладывались поля величиной 18 Э и 25 Э.

В самой установке много ферромагнитных деталей, из-за которых возникают случайные слабые поля. Эти поля также не являются стационарными и могут изменяться с течением времени. Такой дрейф внешнего поля приводит к снижению величины невзаимности, наблюдаемой экспериментально. Эксперимент по измерению невзаимности проходит порядка суток. Оценим из (0.12) предельную величину суточного дрейфа случайного внешнего магнитного поля, который приводит к фазе в  $\pi$  для длинноволновых нейтронов. Такая оценка даёт дрейф поля порядка  $\delta B_{ext} \approx 2$  Э. Реальные измерения дрейфа поля показали, что в течении одного цикла измерений внешнее поле изменяется в пределах 0.5-1.0 Э.

Для получения слабых однородных полей было изготовлено две магнитных катушки без ферромагнитных сердечников, длиной 1000 мм, высотой 200 мм и шириной 150 мм. В дальнейшем система зеркал при измерениях помещалась между этими катушками.

Длина пролёта нейтронов в нашей системе зеркал составляет  $\approx 10$  см. Тогда длина магнитного зеркала должна превышать данную величину. Ширина пучка нейтронов

источника реактора ИБР-2М порядка нескольких сантиметров, откуда получаем второй размер зеркала. Как видно из рисунка 3.10а, при измерении невзаимности рассеяния, отражение нейтронов происходит от разных участков зеркал. Необходимо, чтобы зеркала были одинаковы по своим параметрам (толщине плёнки, шероховатости и коэрцитивности).

В **раздел 3.2** описана методика получения и аттестации магнитных зеркал. Магнитные зеркала были изготовлены на подложках полированного стекла толщиной 8 мм, длиной 140 мм и шириной 50 мм, методом магнетронного распыления с мишеней CoFe диаметром 50 мм. Характерная глубина проникновения тепловых нейтронов в ферромагнитные материалы 50-70 нм, следовательно, толщина плёнок магнитных зеркал должна её превышать. Также предполагается намагничивать зеркала так, чтобы их намагниченности были как коллинеарны, так и перпендикулярны. Учитывая тот факт, что внешнее поле может достигать 50 Э, необходимо, чтобы коэрцитивности зеркал были не менее 100 Э, а петли перемагничивания были прямоугольными.

Однородность толщины ферромагнитной плёнки зеркал контролировалась методом рентгеновской рефлектометрии, шероховатость подложки и плёнки также контролировалась с помощью рентгеновской рефлектометрии и атомно-силовой микроскопии (Рис. 3.6). Рентгеновская рефлектометрия показала, что при длине зеркал 140 мм, толщина ферромагнитной плёнки составляла  $121 \pm 2$  нм в различных точках. Среднеквадратичная шероховатость составила 5 нм. Характерная величина проекции волнового вектора на нормаль зеркала  $10^{-1}$  нм<sup>-1</sup>. Экспоненциальный фактор Дебая-Валлера для коэффициента отражения от шероховатой поверхности оценивается в 0.8. Следовательно, полученная шероховатость незначительно снижает интенсивность отражения.

На лазерном магнитооптическом стенде исследовалась коэрцитивность и анизотропия зеркал в нескольких точках. Как показали эти измерения, коэрцитивность зеркал превышала 100 Э и была изотропной. Петли перемагничивания приведены на рисунке 3.7.

Методика эксперимента изложена в **разделе 3.3**. Измерения прохождения проводились на рефлектометре поляризованных нейтронов REMUR, находящимся в г.Дубна. Источником нейтронов служит импульсный реактор ИБР-2М. Максимальная спектральная плотность источника нейтронов находится в районе длин волн 1–10 Å, что соответствует

диапазону тепловых нейтронов. Устройство рефлектометра позволяет менять геометрические параметры пучка и расположение образца в широких пределах.

В эксперименте сборка из двух магнитных зеркал монтируется на массивном гониометре рефлектометра поляризованных нейтронов REMUR. Также на гониометр монтируется катушка, которая позволяет создавать достаточно однородное слабое внешнее магнитное поле до 50 Э. Для контроля магнитного поля к сборке зеркал подводится щуп магнетометра.

Результаты проведения эксперимента, методика их статистической обработки и моделирование приведены в **разделе 3.4**. Как было указано выше, интенсивность прохождения нейтронов для обратного по времени процесса измерялась с помощью изменения угла скольжения нейтронов на противоположный или сменой знака внешнего поля. Ясно, что изменение этих параметров не может быть проведено абсолютно точно, т.к. гониометр обладает дискретным шагом поворота при изменении угла, а на внешнее поле, кроме тока самой электромагнитной катушки также влияют случайные внешние поля. Поэтому, когда намагниченности зеркал коллинеарны и прохождение нейтронов через систему теоретически взаимно, на эксперименте наблюдается некоторое расхождение. Мы использовали корреляционную функцию для анализа пар коэффициентов прохождения (для прямого и обратного процессов соответственно). В некомпланарной системе эти коэффициенты противофазны, когда как в коллинеарной системе они синфазны (см. (0.11)). Следовательно, корреляционная функция в некомпланарном случае имеет два максимума, расположенных в районе половины периода осцилляций, а в компланарном случае один максимум вблизи нуля.

На рисунках 3.13– 3.16 приведены результаты измерений прохождения неполяризованных нейтронов, результаты моделирования и соответствующие корреляционные функции. Как видно, эксперимент хорошо согласуется с моделированием и теоретическими расчётами.

Таким образом, в эксперименте показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов в системах с некомпланарным распределением невзаимно.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы.

В **приложении А** приведены в явном виде коэффициенты отражения и прохождения неполяризованных нейтронов при рассеянии на системе с распределением магнитной индукции типа конической магнитной спирали.

В **приложении В** приведена программа по моделированию прохождения нейтронов через систему зеркал, находящихся во внешнем магнитном поле. Результат подбора параметров для различных экспериментальных конфигураций методом наименьших квадратов приведен в **приложении С**.

## **Основные результаты работы**

1. Найдены необходимые условия наблюдения невязности рассеяния неполяризованных нейтронов на системах с неоднородным распределением магнитного поля. Показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов может быть невязным только в случае, когда распределение магнитного поля в рассеивателе некомпланарно;
2. Рассчитано рассеяние нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Получены точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения в системе трёх магнитных зеркал и в геликоидальной структуре;
4. Предложен и проведён эксперимент по измерению величины невязности прохождения нейтронов через систему двух зеркал, находящихся во внешнем магнитном поле. Данный эксперимент доказывает, что упругое рассеяние неполяризованных нейтронов на некомпланарной магнитной системе невязно. При этом интенсивности прохождения прямого и обратного по времени процессов отличались на порядок.

# **1. Взаимодействие тепловых нейтронов с твёрдым телом (Обзор литературы)**

## 1.1. Движение нейтронов в магнитных полях

В настоящее время поляризованные тепловые нейтроны широко используются для исследования магнитных материалов [6]. Характерные длины волн тепловых нейтронов  $1 - 20 \text{ \AA}$ , поэтому магнитная нейтронография является мощной методикой исследования наравне с магнитной рентгенографией [12]. Для описания взаимодействия тепловых нейтронов с конденсированными средами справедливо приближение, в рамках которого движение нейтронов описывается уравнением Шрёдингера для частицы со спином  $1/2$  [1, 13]

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}_0(\vec{r}) + \mu \left( \hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}) \right) \right) \hat{\psi} = E\hat{\psi}, \quad (1.1)$$

где  $\hat{V}_0(\vec{r})$  – пространственное распределение скалярного ядерного потенциала,  $m$  и  $\mu$  – масса и магнитный момент нейтрона,  $\hat{\sigma}$  – вектор-столбец матриц Паули и  $\hat{\psi} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$  – двухкомпонентный спинор. Несмотря на то, что ядра атомов также обладают магнитным моментом, из-за меньшего гиромагнитного соотношения, в широком диапазоне температур средний магнитный момент ядра атома нулевой. Этим объясняется отсутствие магнитной составляющей ядерного потенциала.

Заметим, что скалярное уравнение Шрёдингера обладает симметрией по отношению к обращению времени. В частности, эта симметрия выражается в теореме взаимности, которая утверждает, что дифференциальное сечение упругого рассеяния частиц не изменяется при обращении времени [10]. Из-за наличия паулиевского слагаемого в уравнении (1.1), данная теорема должна быть модифицирована. При этом, рассеяние тепловых нейтронов будет качественно отличаться в случае различных пространственных распределений вектора магнитной индукции: коллинеарного, неколлинеарного и некомпланарного. Первые два случая хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально.

В случае коллинеарного распределения вектора магнитной индукции, проекция спина нейтрона является интегралом движения и, фактически, уравнение (1.1) распадается на две независимые части. При этом процессы рассеяния нейтронов с переворотом спина запрещены. Системы с коллинеарным распределением магнитного поля широко применяются в нейтронной оптике.

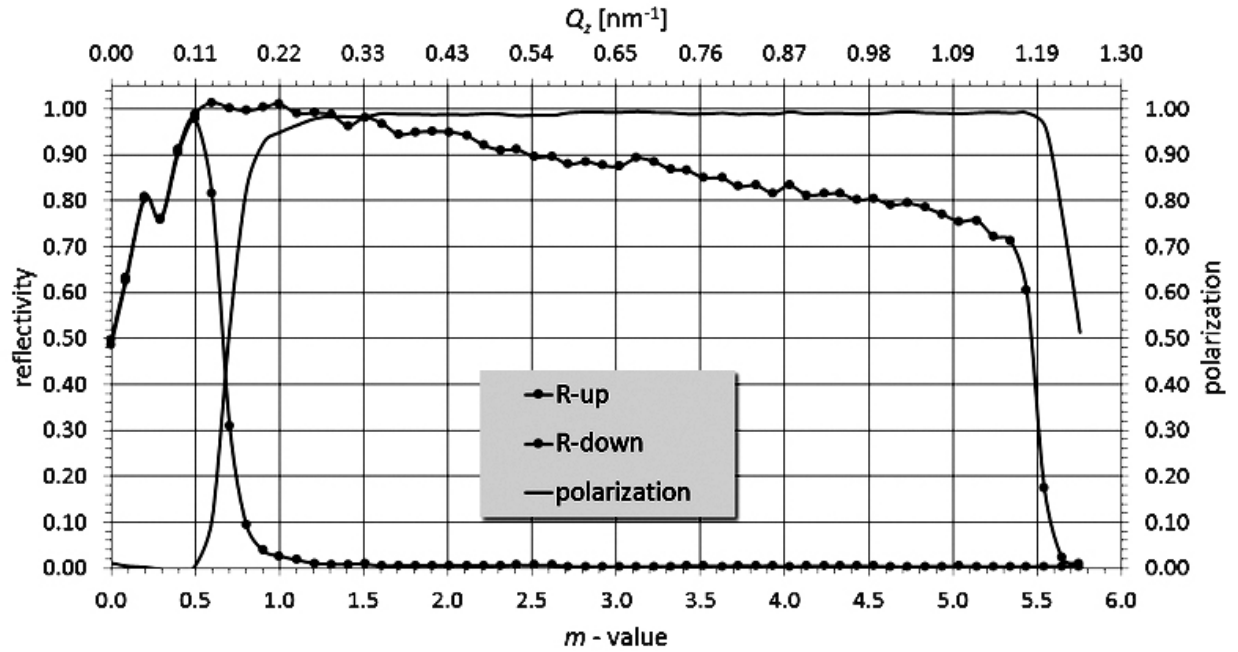


Рисунок 1.1. Поляризационная эффективность коммерческих суперзеркал [14]. По горизонтальной оси отложена проекция волнового вектора на ось  $Z$ , а также угол скольжения в единицах угла полного внешнего отражения.

Например, полупространство, в котором  $V_0 = Const$  и  $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0$ . При этом движение нейтронов описывается двумя коэффициентами преломления в зависимости от взаимной ориентации спина и магнитной индукции [1, 13]

$$n_{\pm}^2 = n_0^2 \pm \frac{|\mu| B_0}{E}, \quad (1.2)$$

где коэффициент преломления

$$n_0^2 = 1 - 2\pi \frac{N_0 b}{mE}, \quad (1.3)$$

здесь:  $N_0$  – удельная концентрация атомов и  $b$  – длина рассеяния нейтрона ядрами вещества [15]. Обычно  $n_0^2$  слабо отличается от единицы ( $10^{-4} - 10^{-6}$ ) и углы скольжения в нейтронной оптике малы – порядка 10 мрад. Однородно намагниченные среды используются для управления поляризацией нейтронов. Так, при зеркальном отражении от однородно намагниченного ферромагнитного зеркала возможно получение поляризации до 90-95%. В реальных экспериментах используют сложные многослойные суперзеркала [14, 16]. Это позволяет улучшить спектральные характеристики, однако распределение магнитного поля в них хоть и неоднородно, но всегда остаётся коллинеарным. Для увеличения степени поляризации при отражении от таких зеркал также применяют поглощаю-

щие буферные слои на подложке [16, 17] и, так называемые, «антибарьерные» слои [18]. При последовательном отражении от нескольких суперзеркал-поляризаторов возможно достижение поляризации до 99.7% [19]. Поляризационная эффективность современных «коммерческих» суперзеркал приведена на рисунке 1.1.

В случае, когда распределение магнитного поля неколлинеарно, гамильтониан уже не может быть диагонализирован. При этом становятся возможными процессы с переворотом спина нейтрона, но амплитуды вероятности переворота спина нейтрона при рассеянии в неколлинеарном компланарном поле тождественны, таким образом, любые процессы рассеяния являются взаимными.

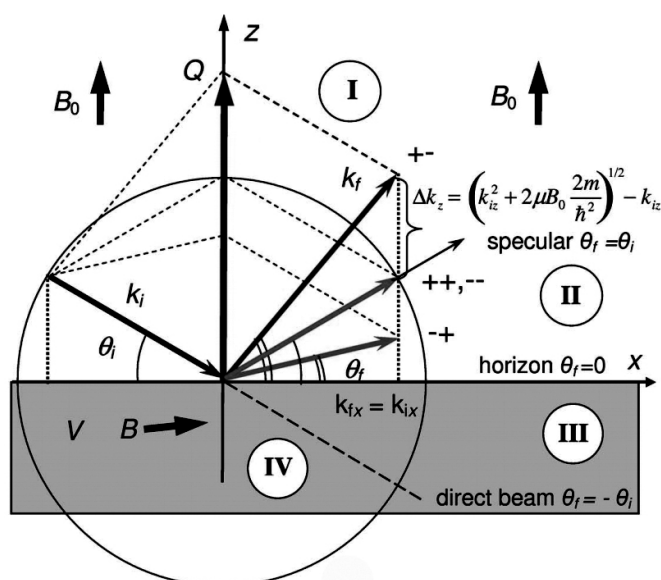


Рисунок 1.2. Зеемановское пространственное расщепление при отражении нейтронов в неколлинеарной магнитной системе [20].

Рассеяние в неколлинеарных полях исследовано экспериментально. Рассмотрим отражение нейтронов от однородно намагниченной пленки, находящейся во внешнем поле. Теоретически такая задача была рассмотрена в работах [4, 21]. Так как процессы рассеяния нейтронов при этом упругие, то полная энергия нейтрона сохраняется. Но при перевороте спина изменяется потенциальная энергия нейтрона во внешнем магнитном поле. Следовательно, при этом изменяется и его кинетическая энергия. Соответственно, при отражении помимо зеркального пика появляется незеркальное отражение (см. рис. 1.2). Это явление называется пространственным зеемановским расщеплением пучка.



Экспериментально данный эффект впервые наблюдался в работе [5] в системе, в которой поле прикладывалось перпендикулярно к поверхности плёнки, намагниченной в плоскости. Подобные результаты также были получены в ряде работ [22–24] при отражении нейтронов. Зеемановское расщепление при прохождении пучка через неколлинеарную структуру также наблюдалось в работах [25–27]. Расщепление пучка при преломлении на одной границе было измерено в работе [28]. Заметим, что зеемановское расщепление может наблюдаться в других системах с различными неколлинеарными распределениями (Рис. 1.3). Так в случае, когда плёнка имеет высокую коэрцитивную силу в плоскости к ней может быть приложено большое поле не только перпендикулярно поверхности, но и параллельно ей, но при этом перпендикулярно относительно намагниченности самой плёнки. При этом плёнка не будет перемагничена, но за счёт наличия внешнего поля распределение будет неколлинеарным. Рассеяние нейтронов на такой системе рассмотрено в работе [29]. Расщепление в слабом поле в плоскости плёнки также наблюдалось в системе из нейтронного резонатора, где незеркальное расщепление пучка возможно при условиях полного внешнего отражения [30]. Примером неколлинеарной системы является и пленка, которая содержит разнородные домены, при этом намагниченности доменов неколлинеарны друг другу [31, 32]. Наконец, расщепление пучка наблюдалось и на пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией (лёгкая ось), внешнее поле к которым прикладывалось в плоскости самих плёнок [33, 34].

Наиболее общим случаем рассеяния нейтронов в магнитных полях является случай некопланарного распределения вектора магнитной индукции. В настоящее время различные методики, такие как нейтронная рефлектометрия или малоугловое рассеяние нейтронов, активно используются для исследования систем с некопланарным распределением намагниченности. Одним из первых материалов с некопланарным распределением намагниченности, который был исследован методом магнитной нейтронографии, стал гольмий [35]. В частности, было установлено, что в гольмии реализуется распределение типа магнитной спирали, а при некоторых условиях данная спираль становится конусной. Отметим, что распределение в виде конусной спирали характерно для большого количества материалов. Так оно реализуется и в других редкоземельных металлах, помимо гольмия: в диспрозии и эрбии. Распределение типа спирали может быть охарактеризовано киральностью, т.е. фактически направлением вращения намагниченности.

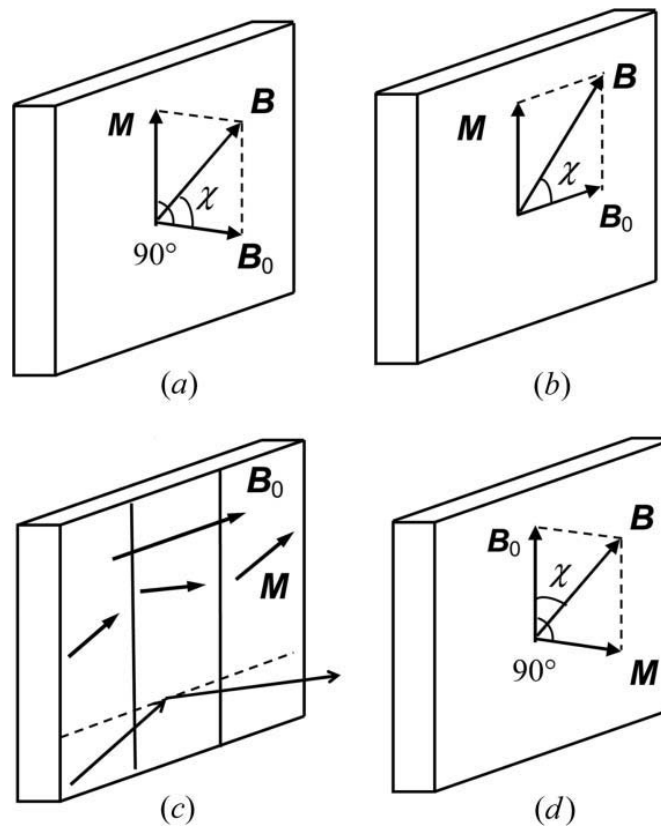


Рисунок 1.3. Простые случаи реализации неколлинеарной магнитной системы [20].

Измерения с помощью синхротронного излучения показали [36], что разница в количестве левых и правых спиралей крайней мала. Аналогичные исследования с помощью поляризованных нейтронов [37] дали верхнюю оценку для такой разницы, не более чем  $n_r - n_l < 10^{-5}$ . Также в работе указывается [37], что деформация кручения образца гольмия приводила к разнице в количестве левых и правых спиралей.

Существует ряд материалов, в которых киральность строго фиксирована. Так, методами нейтронографии исследовался кристалл силицида марганца [38–40] с пространственной группой симметрии  $P2_13$ . В настоящее время активно исследуются как силицид марганца [41, 42], так и соединения кремния, германия с другими переходными металлами [43–46], которые тоже имеют симметрию  $P2_13$ . Такая кристаллическая решётка известна под названием В20. Действительно, отсутствие центра инверсии в кристаллах (Рис. 1.4) с пространственной группой симметрии  $P2_13$  приводит к появлению антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория [47, 48], которое снимает вырождение состояний намагниченности с левой и правой киральностью. Наличие ещё одного дополнительного вклада в магнитную энергию кристаллов В20 [49] фиксирует ось геликоида вдоль одного из кристаллографических направлений. Причём в кристал-

ле силицида марганца спираль имеет левую киральность и направлена вдоль  $\langle 111 \rangle$ , а в кристалле германида железа спираль правая и лежит вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ .

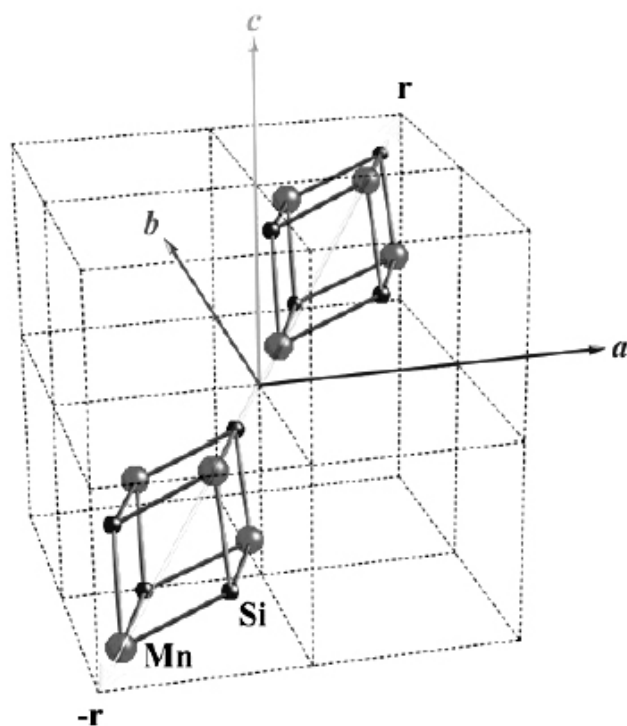


Рисунок 1.4. Кристаллическая структура силицида марганца с пространственной группой  $P2_13$  [50].

Рядом авторов было предсказано, что в системах без центра инверсии (кристаллы типа В20, тонкие плёнки и поверхности) возможно существование устойчивого состояния, имеющего вид решётки скирмионов [51, 52]. Отметим, что в кристаллах В20 в некотором узком диапазоне температур и внешних полей методами малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов действительно было обнаружено состояние, называемое А-фазой [53]. В некоторых работах утверждается, что А-фаза силицида кремния является упорядоченной решёткой скирмионов [54].

Существует ряд работ, посвящённых исследованию рассеяния на таких некомпланарных распределениях, как геликоидальная [55, 56] и веерообразная [57] структуры.

Важно заметить, что во всех работах, посвящённых экспериментальному исследованию магнитных спиралей и решёток скирмионов, никогда не уделялось внимание особенностям, обусловленным именно наличием некомпланарной составляющей в распределении магнитной индукции. К одной из первых работ, посвящённых исследованию

особенностей рассеяния нейтронов в некомпланарных полях стоит отнести [58], в которой рассматривается вопрос неупругого рассеяния нейтронов на ненулевых тройных спиновых корреляциях чуть выше точки Кюри ферромагнетика. Параллельно вместе с этой работой был выполнен соответствующий эксперимент [59]. Такой результат является следствием рассмотрения сечения рассеяния нейтронов за рамками борновского приближения. Основной эффект, которому уделено внимание в данных работах – возникновение поляризации изначально неполяризованных нейтронов в направлении вектора  $[\vec{k} \times \vec{k}']$ , где  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  – волновые вектора исходных и рассеянных нейтронов. Более подробно ознакомиться с теорией и экспериментом по рассеянию на тройных спиновых корреляциях и киральных структурах можно в обзоре [6].

Выход за рамки борновского приближения является необходимым условием получения невзаимности упругого рассеяния неполяризованных нейтронов. Рассмотрим работы, посвящённые исследованию эффектов, возникающих в упругом сечении рассеяния нейтронов при рассеянии на структурах с некомпланарным распределением вектора магнитной индукции. Обоснование необходимых условий наблюдения эффектов, возникающих при упругом рассеянии в некомпланарных магнитных полях, описано в работе [A1]. В ней показано, что невзаимные эффекты в рассеянии нейтронов в некомпланарных условиях могут быть описаны только за рамками борновского приближения. Например, теоретически задача динамической дифракции на однородном намагниченном ферромагнитном кристалле рассмотрена в [60]. В этой задаче для наблюдения невзаимности необходимо выполнение условие Брэгга сразу для двух неколлинеарных векторов обратной решётки. При этом невзаимность проявляется в форме дифракционного пика. Также теоретический расчёт невзаимной дифракции на решётке скирмионов (возникающей, например, в кристалле MnSi) проведен в работе [61]. В этой работе отмечается, что, несмотря на динамическую дифракцию и выполнение всех условий в имеющихся экспериментах, наблюдение невзаимности затруднено, в первую очередь, из-за относительно большого угла расходимости нейтронных пучков современных источников. Также задача динамической дифракции при рассеянии на геликоидальных ферромагнетиках решена в работе [55]. В работе [A6] показано, что величина невзаимного эффекта мала даже при современных возможностях по исследованию малоуглового рассеяния нейтронов. Наконец, в работе [62] предложена слоистая некомпланарная структура, расчёты в которой

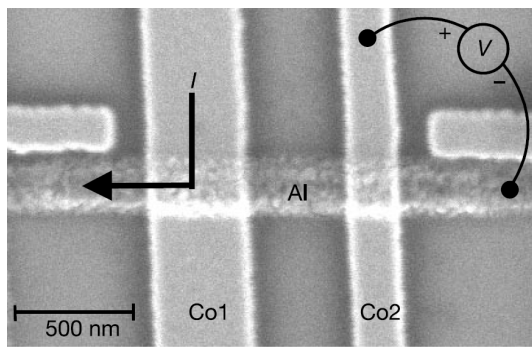
показывают, что действительно существует разница между коэффициентами пропускания нейтронов некомпланарной трёхслойной системы слева-направо и справа-налево. Продолжением такой системы стала система из двух зеркал, параллельных друг другу и помещённых во внешнее магнитное поле [A3, A5]. Расчёты показали, что в такой системе невзаимный эффект достигает 100%. Система зеркал была успешно реализована и в эксперименте, где величина невзаимности достигла величины в 75%, что хорошо согласуется с учётом расходимости реального пучка нейтронов и неоднородности внешнего поля.

Таким образом, в настоящий момент экспериментально измерены два невзаимных эффекта. Первый приводит к возникновению поляризации, перпендикулярной вектору  $[\vec{k} \times \vec{k}']$ . Второй же эффект проявляется в интенсивности рассеяния неполяризованных нейтронов, что впервые и наблюдалось при участии автора данной диссертационной работы. Логично предположить, что транспортные свойства ферромагнетиков, по аналогии с симметричными рассуждениями относительно рассеяния нейтронов, приведённых выше, будут существенно зависеть от пространственного распределения вектора намагниченности.

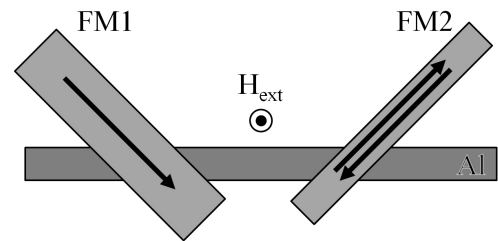
## 1.2. Движение электронов проводимости в ферромагнетиках

Как известно [2], обменное взаимодействие электронов проводимости в ферромагнетиках совпадает с паулиевским слагаемым из уравнения (1.1), если заменить в нём магнитный момент нейтрона на магнитный момент электрона и вектор магнитной индукции на вектор намагниченности. Следовательно, транспорт электронов в ферромагнитных системах также должен обладать указанными особенностями в зависимости от количества ненулевых компонент намагниченности. Так, в коллинеарных системах хорошо известны и широко используются эффекты гигантского [63, 64] и туннельного магнитосопротивлений [65, 66]. Среди эффектов, возникающих в неколлинеарных (но при этом компланарных) магнитных системах, можно отметить эффект перемагничивания ферромагнитного слоя спин-поляризованным током [67, 68]. Для электронов был предсказан целый ряд особенностей транспорта в наносистемах с некопланарной намагниченностью. Например, предсказание существования персистирующих токов в мезоскопических ферромагнитных кольцах с некопланарным распределением намагниченности [8, 69]. Если рассмотреть протекание тока через систему с коническим геликоидальным распределением, то в ней сопротивление будет зависеть от направления приложения разности потенциалов, т.е. диодный эффект [70]. Один из эффектов: топологический эффект Холла наблюдался экспериментально в А-фазе (решётка скирмионов) кристалла силицида марганца [7]. Как было отмечено выше, в кристаллах силицида марганца есть дополнительное магнитное взаимодействие Дзялошинского-Мория, благодаря которому в скирмионы в решётке имели одну киральность. Это и сделало возможным наблюдение топологического эффекта Холла.

Наконец, рассматривались и искусственные мезоскопические системы. Действительно, в материалах со слабым спин-орбитальным взаимодействием возможно наблюдение когерентной прецессии спинов поляризованных носителей заряда. Так, в работе [71] экспериментально измерялась температурная зависимость длины когерентности спинов в алюминиевой проволочке (Рис. 1.5а). Эксперимент ставился следующим образом: два планарных ферромагнитных электрода были соединены с алюминиевой проволочкой. Контакт ферромагнетик-нормальный металл был сделан через диэлектрик (оксид алю-



(a)



(б)

Рисунок 1.5. (а) – Планарный спиновый клапан для измерения спиновой прецессии поляризованных носителей заряда [71]; (б) – Схема модификации спинового клапана для получения некопланарного распределения магнитного поля и наблюдения невязимного транспорта электронов.

миния) для улучшения величины поляризации инжектируемых носителей заряда. Ферромагнитные электроды предварительно намагничивались внешним полем, приложенным в плоскости. Так как геометрические размеры электродов были различны, у них отличались и коэрцитивности, поэтому возможно было их намагничивать как параллельно, так и антипараллельно. Измерялось сопротивление системы в зависимости от приложенного внешнего поля. При этом поле прикладывалось по нормали к планарной системе. Сопротивление алюминиевой проволоочки зависело от величины этого поля. Оно имело осциллирующий характер, т.к. была обусловлена фазой ларморовской прецессии спин-поляризованного тока, зависящей от величины поля. Данная задача близка к системе двух магнитных зеркал, находящихся во внешнем поле [A3, A5]. Действительно, как и в системе зеркал, есть три принципиальных элемента: поляризатор, анализатор и фазовращатель. Основное отличие состоит только в том, что задача с нейтронными зеркалами допускает как коллинеарную взаимную намагниченность зеркал, так и неколлинеарную. Поэтому в системе зеркал легко наблюдать как взаимные эффекты в компланарной системе, так и невязимные в некопланарной. Для гипотетического наблюдения невязимного, диодного транспорта в алюминиевой проволоочке необходимо поменять форму ферромагнитных электродов. Например, развернуть электроды под углом в 90 градусов друг к другу (Рис. 1.5б). В результате измеряемое сопротивление перестанет быть симметричной функцией магнитного поля, как было в эксперименте [71].

### 1.3. Получение некомпланарных магнитных распределений

Так как рассеяние и транспорт частиц со спином  $1/2$  в системах с некомпланарным распределением магнитного поля обладают рядом интересных особенностей, то возникают задачи о получении таких распределений в реальных структурах. Известно, что некомпланарные распределения могут формироваться в f-металлах, например, в гольмии [35]. Где они имеют вид конической спирали. Как уже отмечалось, количество левых и правых спиралей при этом с большой точностью одинаково. Таким образом, гольмий не является подходящим кандидатом для поиска всех особенностей рассеяния в некомпланарных средах. Например, в кристаллах, в элементарных ячейках которых отсутствует центр инверсии, появляется дополнительное взаимодействие Дзялошинского-Мория, обусловленное нескомпенсированной спин-орбитальным взаимодействием. К таким кристаллам относится и силицид марганца, и германид железа. Вместе они входят в достаточно большой класс кристаллов со структурой B20. В них взаимодействие Дзялошинского-Мория снимает вырождение состояний с левой и правой киральностью. При этом в кристалле, как правило, преобладают магнитные распределения только с одним знаком киральности.

Наконец, получение некомпланарных распределений возможно и в ферромагнитных наноструктурах. Хорошо известно, что в ферромагнитной частице в форме диска при определённых соотношениях диаметра и высоты формируется вихревое распределение намагниченности [9]. При этом состояния с разной киральностью в магнитных нанодисках имеют одинаковую энергию. Существуют предпосылки, согласно которым, наличие интерфейса металл-ферромагнетик [72, 73] также приводит к появлению взаимодействия типа Дзялошинского-Мория на соответствующем интерфейсе. Существующие исследования расходятся в вопросе влияния данного наведённого взаимодействия на вихревые состояния в магнитных дисках. Так в работе [74], методами магнито-силовой микроскопии было показано, что в дисках из пермаллоя зарождение левого и правого вихрей равновероятно. Однако позже, в другой работе, методами просвечивающей рентгеновской магнитной микроскопии было показано [75], что вероятности зарождения вихрей разного знака в дисках из пермаллоя существенно отличаются в соотношении 3 к 7. Наконец,



в случае, когда наночастицы имеют какую-либо асимметрию, при приложении внешнего поля стало возможно контролировать киральность магнитного состояния и завихривать частицы-многоугольники в одну сторону [76] без какого-либо дополнительного взаимодействия.

Также рассмотрим способ реализации некомпланарных распределений магнитного поля с помощью слоистых магнитных плёнок. Управление намагниченностью в слоистой системе можно осуществлять внешним магнитным полем. При этом необходимо изготавливать слоистые плёнки так, чтобы петли гистерезиса слоёв отличались. Тогда часть слоёв многослойной системы при приложении внешнего поля определённой величины будет перемагничиваться, тогда как другие слои сохраняют исходное направление намагниченности.

Одним из способов изменения петли перемагничивания является пиннинг ферромагнитной плёнки на антиферромагнетике [77–79]. При этом происходит сдвиг петли относительно нулевого поля на некоторую величину. Одним из механизмов такого пиннинга является взаимодействие ферромагнетика и антиферромагнетика на шероховатом интерфейсе [80].

Другим способом управления петлёй гистерезиса слоёв в плёнках является изменение ширины петли. Технологически этого можно добиться путём использования разных буферных слоёв [81], отжигом [82] или изменением скорости напыления [83]. Все три указанных метода непосредственно влияют на размер зёрен в поликристаллических плёнках ферромагнетика. При этом оказывается, что коэрцитивность плёнок существенно зависит от размеров зерен в поликристалле.

Существует достаточно общая модель случайного поля для состояний с ненулевым параметром порядка [84]. В рамках такого подхода становится возможным рассмотреть и ферромагнетик, в котором, в силу различных причин, локальное направление оси магнитной анизотропии может изменяться случайным образом. Такая задача была рассмотрена, например, в работах [85, 86]. Рассмотрим случайную одноосную анизотропию. Для неё функционал энергии ферромагнетика запишем в виде

$$E = \frac{1}{2} \int \left( J (\vec{\nabla} \vec{M})^2 - \frac{1}{2} K (\vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{n}(\vec{r}))^2 \right) d\vec{r}, \quad (1.4)$$

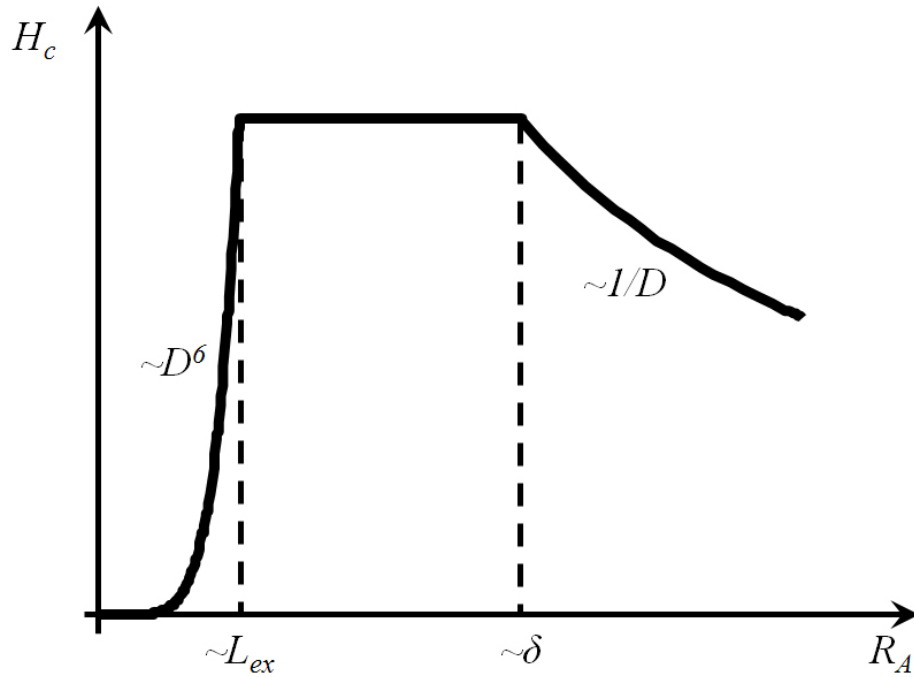


Рисунок 1.6. Качественная зависимость коэрцитивности поликристаллического образца от среднего размера зерна [83].

где  $J$  – величина обменной энергии,  $\vec{M}(\vec{r})$  – локальный вектор намагниченности,  $\vec{n}(\vec{r})$  – локальный вектор оси кристаллической анизотропии,  $K$  – характерная величина кристаллической анизотропии. Заметим, что дальнейшие рассуждения могут быть перенесены и на случай кристаллических анизотропий высшего порядка, например, кубической. Положим, что меняется только направление намагниченности, но не её модуль. Как следует из вида (1.4), рассматриваемый случай относится к такому, в котором меняется направление анизотропии, но не её величина. Типичными характерными масштабами в ферромагнетиках являются ширина доменной стенки  $\delta = \sqrt{\frac{J}{K}}$  и обменная длина  $L_{ex} = \sqrt{\frac{J}{M_s^2}}$ , где  $M_s$  – величина намагниченности насыщения. Для твёрдого раствора CoFe эти величины можно оценить из известных данных [87] об обменной энергии и константе анизотропии  $\delta \approx 70$  нм и  $L_{ex} \approx 12$  нм. В случае, когда размеры зёрен поликристалла  $R_A$  меньше характерной обменной длины, распределение намагниченности имеет корреляционный радиус  $R_F \sim R_A^n$ , где параметр  $n$  может принимать значения от +1 (для двумерного образца) до +3 (для объёмного поликристалла). Видно, что параметр  $n$  может принимать и промежуточные значения, так как случай, когда толщина плёнки всего в несколько раз больше характерного размера зерна поликристалла, уже нельзя считать двух- или трёхмерным. Полагая, что существует некий медленный масштаб  $R_F$  характерного изменения намаг-

ниченности, из (1.4) легко оценить коэрцитивность поликристаллического образца [85] величиной  $H_c \sim R_A^d$ , где уже показатель  $d$  лежит в пределах от 2 до 6 для двух- и трёхмерного случаев соответственно. Если размер кристаллитов сравним с шириной доменной стенки, то коэрцитивность становится константой и определяется непосредственно анизотропией и обменной энергией  $H_c \sim K$ . Наконец, если размер зерен существенно превышает ширину доменной стенки, то пиннинг доменной стенки происходит на границах самих зёрен. В этом случае коэрцитивная сила будет спадать как  $H_c \sim R_A^{-1}$ . Качественно зависимость коэрцитивности от размера кристаллита можно изобразить следующим образом (Рис. 1.6). Применимость отмеченной теории слабой случайной анизотропии проверялась в большом количестве работ. Среди них как и упоминавшиеся выше [82, 83, 85], так и целый ряд других [88–90].

Разработка системы магнитных зеркал, которые использовались в эксперименте по невзаимности нейтронов, являлась задачей автора с целью получения высококоэрцитивных плёнок толщиной порядка 100 нм. Как следует из работ по случайной магнитной анизотропии, размер кристаллитов при этом должен быть порядка 50-100 нм. Методика получения зеркал, их свойства и аттестация приведены в гл. 3 работы и в работе [A2].

## 1.4. Выводы

С одной стороны, в настоящее время хорошо развиты методы магнитной нейтронографии. С другой стороны, достаточно отработаны технологии получения тонких плёнок и кристаллов с некомпланарным распределением магнитного поля. Всё это позволяет провести не только теоретическое, но и экспериментальное исследование транспортных свойства частиц со спином  $1/2$  при движении в некомпланарных магнитных системах на примере рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов.

## 2. Рассеяние неполяризованных нейтронов на системах с некомпланарным распределением магнитного поля: теория

В данной главе рассматриваются несколько теоретических задач.

В первой части доказываются общие свойства дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов при рассеянии на системах с неоднородным распределением вектора магнитной индукции. Показано, что дифференциальное сечение рассеяния инвариантно относительно поворотов вектора магнитной индукции в каждой точке пространства вокруг фиксированной оси на заданный угол. Также показано, что для дифференциального сечения рассеяния выполняется теорема взаимности, то есть оно не меняется при одновременной смене местами источника и детектора местами и знака магнитного поля. В системах, где пространственное распределение вектора магнитной индукции компланарно, смена знака магнитного поля может быть заменена поворотом на  $\pi$ . Комбинируя эти два свойства рассеяния получаем, что в коллинеарных и компланарных системах всегда существует дополнительная симметрия рассеяния, а именно, оно не меняется при смене источника и детектора местами независимо от изменения знака магнитного поля. Если же распределение магнитного поля некомпланарно, то возможно изменение интенсивности рассеяния при смене источника и детектора местами без изменения знака поля. Подобные эффекты мы называем невзаимными.

Во второй части рассматриваются несколько теоретических задач. Получена общая формула рассеяния во втором порядке теории возмущений и показано, что невзаимные эффекты в некомпланарных системах возникают за рамками борновского приближения. С использованием формул многократного рассеяния, рассчитано рассеяние электронов на модельных системах, состоящих из точечных ферромагнитных частиц. Также предложены системы, допускающие точное решение: система трёх магнитных зеркал и монокристалл  $\text{MnSi}$  с коническим геликоидальным распределением намагниченности.

## 2.1. Свойства дифференциального сечения рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов

Рассмотрим упругое рассеяние нейтронов, описываемых уравнением Шрёдингера (1.1). Асимптотическая волновая функция на больших расстояниях от рассеивателя выглядит следующим образом [10]

$$\hat{\psi} \approx \left( e^{i\vec{k}\vec{r}} + \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \hat{\psi}_0, \quad (2.1)$$

где  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  – волновые вектора падающей и рассеяной волн,  $\hat{\psi}_0$  – спиновая поляризация падающего пучка,  $\hat{f}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})$  – амплитудная матрица рассеяния  $2 \times 2$ . Подразумевается, что падающий пучок нейтронов ограничен широкой, но конечно диафрагмой [10]. По этой причине нет интерференции между слагаемыми в (2.1). В эксперименте измеряется интенсивность рассеяния, т.е. дифференциальное сечение рассеяния в некотором телесном угле. Оно связано с амплитудной матрицей рассеяния соотношением

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = Tr[\hat{\rho} \hat{f}^\dagger \hat{f}], \quad (2.2)$$

где  $Tr$  – обозначает сумму диагональных компонент матрицы и  $\hat{\rho}$  – поляризационная матрица плотности нейтронов. В случае неполяризованных нейтронов  $\hat{\rho} = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix}$ , и выражение (2.2) сводится к суммированию по всем начальным и конечным спиновым состояниям [10].

Ниже приведем доказательства некоторых важных свойств дифференциального сечения рассеяния: симметрию по отношению к вращениям магнитного поля и теорему взаимности для неполяризованных тепловых нейтронов.

### 2.1.1. Инвариантность дифференциального сечения рассеяния по отношению к вращениям магнитного поля

Введем линейные операторы  $\hat{R}_{\vec{n}, \alpha}$  и  $\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}$ . Первый оператор осуществляет поворот трёхмерного вектора вокруг оси  $\vec{n}$  на угол  $\alpha$ . Действие этого оператора на трёхмерный

вектор (магнитное поле) сводится к следующей операции

$$\hat{R}_{\vec{n},\alpha}\vec{B} = \vec{B} \cos \alpha + \vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{B}) (1 - \cos \alpha) + [\vec{n} \times \vec{B}] \sin \alpha. \quad (2.3)$$

Оператор  $\hat{S}_{\vec{n},\alpha}$  преобразует двухкомпонентный спинор при повороте системы координат вокруг оси  $\vec{n}$  на угол  $\alpha$  и имеет вид

$$\hat{S}_{\vec{n},\alpha} = \cos \frac{\alpha}{2} \hat{I} + i \sin \frac{\alpha}{2} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}), \quad (2.4)$$

где  $\hat{I}$  – единичная матрица и  $\hat{\sigma}$  – вектор-столбец матриц Паули. Теперь рассмотрим уравнение Шрёдингера с магнитным полем, повернутым вокруг произвольной оси  $\vec{n}$  на угол  $\alpha$

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}(\vec{r}) + \mu (\hat{\sigma} \cdot \hat{R}_{\vec{n},\alpha} \vec{B}(\vec{r})) \right) \hat{\psi}'(\vec{r}) = E \hat{\psi}'(\vec{r}), \quad (2.5)$$

где  $\hat{\psi}'(\vec{r})$  – волновая функция, отвечающая состоянию с энергией  $E$  в поле  $\hat{R}_{\vec{n},\alpha} \vec{B}(\vec{r})$ . Докажем, что волновая функция в повернутом магнитном поле связана с волновой функцией исходного уравнения Шрёдингера преобразованием

$$\hat{\psi}'(\vec{r}) = \hat{S}_{\vec{n},\alpha} \hat{\psi}(\vec{r}). \quad (2.6)$$

Штрихом будем обозначать все функции, которые соответствуют решениям в повернутом магнитном поле. Подставим (2.6) в уравнение (2.5). Также подействуем оператором  $\hat{S}_{\vec{n},\alpha}^\dagger$  слева на (2.5), где  $\dagger$  – эрмитово сопряжение. Учитывая, что операторы импульса и скалярного потенциала коммутируют с матрицами Паули, получаем следующее уравнение

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}(\vec{r}) + \mu (\hat{S}_{\vec{n},\alpha}^\dagger \hat{\sigma} \hat{S}_{\vec{n},\alpha} \cdot \hat{R}_{\vec{n},\alpha} \vec{B}(\vec{r})) \right) \hat{\psi}(\vec{r}) = E \hat{\psi}(\vec{r}). \quad (2.7)$$

Рассмотрим действие операторов  $\hat{S}_{\vec{n},\alpha}$  и  $\hat{S}_{\vec{n},\alpha}^\dagger$  на столбец матриц Паули

$$\begin{aligned} \hat{S}_{\vec{n},\alpha}^\dagger \hat{\sigma} \hat{S}_{\vec{n},\alpha} &= \left( \cos \frac{\alpha}{2} \hat{I} - i \sin \frac{\alpha}{2} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}) \right) \hat{\sigma} \left( \cos \frac{\alpha}{2} \hat{I} + i \sin \frac{\alpha}{2} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}) \right) = \\ &= \cos^2 \frac{\alpha}{2} \hat{\sigma} - i \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}) \hat{\sigma} + i \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} \hat{\sigma} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}) \hat{\sigma} (\hat{\sigma} \cdot \vec{n}). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Второе и третье слагаемое дают коммутатор  $\left[ \hat{\vec{\sigma}}, (\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{n}) \right]$ . Запишем его в матричном виде

$$\left[ \hat{\vec{\sigma}}, (\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{n}) \right] = \hat{\sigma}_j \hat{\sigma}_k n_k - \hat{\sigma}_k n_k \hat{\sigma}_j = 2i \varepsilon_{ijk} \hat{\sigma}_j n_k = -2i \left[ \vec{n} \times \hat{\vec{\sigma}} \right]. \quad (2.9)$$

Четвёртое слагаемое в (2.8) запишем в тензорном виде  $\hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_j \hat{\sigma}_k n_i n_k$ . Воспользуемся соотношением для матриц Паули  $\hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_j = i \varepsilon_{ijk} \hat{\sigma}_k + \delta_{ij} \hat{I}$ .

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_i \hat{\sigma}_j \hat{\sigma}_k n_i n_k &= (i \varepsilon_{ijm} \hat{\sigma}_m + \delta_{ij} \hat{I}) \hat{\sigma}_k n_i n_k = i \varepsilon_{ijm} \hat{\sigma}_m \hat{\sigma}_k n_i n_k + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_k n_k = \\ &= i \varepsilon_{ijm} (i \varepsilon_{mkl} \hat{\sigma}_l + \delta_{mk} \hat{I}) n_i n_k + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_k n_k = -\varepsilon_{mij} \varepsilon_{mkl} \hat{\sigma}_l n_i n_k + i \hat{I} \varepsilon_{jmi} n_m n_i + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_k n_k = \\ &= -(\delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk}) \hat{\sigma}_l n_i n_k + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_k n_k = -\hat{\sigma}_j + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_l n_l + \hat{I} n_j \hat{\sigma}_k n_k. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Тогда действие  $\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}$  и  $\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger$  на столбец матриц Паули даёт

$$\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \hat{\vec{\sigma}} \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} = \left( \cos^2 \frac{\alpha}{2} - \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right) \hat{\vec{\sigma}} + 2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} \vec{n} (\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{n}) + 2 \cos \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} \left[ \vec{n} \times \hat{\vec{\sigma}} \right] = \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \hat{\vec{\sigma}}. \quad (2.11)$$

Таким образом, одновременный поворот магнитного поля в каждой точке на угол  $\alpha$  вокруг оси  $\vec{n}$  и поворот спинора вокруг этой же оси на такой же угол не изменяют скалярного произведения

$$\left( \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \hat{\vec{\sigma}} \cdot \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B} \right) = \left( \hat{\vec{\sigma}} \cdot \hat{R}_{\vec{n}, \alpha}^{-1} \hat{R}_{\vec{n}, \alpha} \vec{B} \right) = \left( \hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{B} \right). \quad (2.12)$$

В результате всех преобразований мы получили исходное уравнение Шрёдингера и, следовательно, связь волновых функций (2.6) доказана. Вернёмся к асимптотическому виду волновой функции (2.1). Рассмотрим как преобразуется амплитудная матрица рассеяния при повороте магнитного поля. В соответствии с (2.6) имеем

$$\hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{\psi} = \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \left( e^{i\vec{k}\vec{r}} + \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{\psi}_0. \quad (2.13)$$

Следовательно, амплитудные матрицы рассеяния при повороте магнитного поля связаны соотношением

$$\hat{f}' = \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{f} \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger. \quad (2.14)$$



Подставим (2.14) в выражение для дифференциального сечения рассеяния (2.2)

$$\frac{\partial \sigma'}{\partial \Omega} = Tr [\hat{\rho} \hat{f}'^\dagger \hat{f}'] = Tr \left[ \hat{\rho} \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{f}'^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{f} \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \right]. \quad (2.15)$$

В случае, когда пучок нейтронов неполяризован, матрица плотности диагональна и коммутирует с операторами  $\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}$ . Так как  $\hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger = \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^{-1}$  и под знаком  $Tr$  возможно производить циклический сдвиг произведения матриц, получаем, что

$$Tr \left[ \hat{\rho} \hat{f}'^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \hat{f} \hat{S}_{\vec{n}, \alpha}^\dagger \hat{S}_{\vec{n}, \alpha} \right] = Tr [\hat{\rho} \hat{f}'^\dagger \hat{f}] = \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}. \quad (2.16)$$

Следовательно, дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов не изменяется при повороте магнитного поля вокруг произвольной оси  $\vec{n}$  на угол  $\alpha$

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', R_{\vec{n}, \alpha} \vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (2.17)$$

## 2.1.2. Теорема взаимности для неполяризованных нейтронов

В квантовой механике для рассеяния частиц существует теорема, являющаяся следствием симметрии движения при обращении времени. Для скалярной амплитуды рассеяния  $f$  в отсутствие магнитного поля она имеет вид [10]

$$f(\vec{k}, \vec{k}') = f(-\vec{k}', -\vec{k}). \quad (2.18)$$

Аналогичные соотношения имеют место быть и для амплитуды рассеяния частиц со спином 1/2. Запишем асимптотическую волновую функцию (2.1) в виде

$$\hat{\psi} \approx e^{ikr\vec{n}\vec{n}'} \hat{\psi}_0 + \frac{1}{r} \hat{f}(\vec{n}, \vec{n}', \vec{B}) e^{ikr} \hat{\psi}_0, \quad (2.19)$$

где  $\vec{n} = \vec{k}/k$  и  $\vec{n}' = \vec{k}'/k$  – единичные вектора вдоль направления падения и рассеяния частиц соответственно. Любая линейная комбинация функций (2.19) представляет собой процесс рассеяния. Умножим (2.19) на матрицу с произвольными коэффициентами  $\hat{F}(\vec{n})$

и проинтегрируем по всем возможным направлениям  $\vec{n}$ , т.е. телесному углу  $d\Omega$

$$\int \hat{F}(\vec{n}) e^{ikr\vec{n}\vec{n}'} d\Omega + \frac{e^{ikr}}{r} \int \hat{F}(\vec{n}) \hat{f}(\vec{n}, \vec{n}', \vec{B}) d\Omega. \quad (2.20)$$

Так как асимптотическая волновая функция записана в волновой зоне, то расстояние  $r$  очень велико и множитель  $e^{ikr\vec{n}\vec{n}'}$  является быстро осциллирующей функцией. Поэтому значение первого интеграла в (2.20) определяется значениями  $\vec{n}$ , вблизи которых экспонента имеет экстремум, т.е.  $\vec{n} = \pm\vec{n}'$ . В каждой из областей множитель  $\hat{F}(\pm\vec{n}')$  можно вынести за знак интегрирования, после чего интегрирование даёт

$$2\pi i \hat{F}(-\vec{n}') \frac{e^{-ikr}}{kr} - 2\pi i \hat{F}(\vec{n}') \frac{e^{ikr}}{kr} + \frac{e^{ikr}}{r} \int \hat{f}(\vec{n}, \vec{n}', \vec{B}) \hat{F}(\vec{n}) d\Omega. \quad (2.21)$$

Введём интегральный оператор  $\hat{S}\hat{F}(\vec{n}') = \hat{F}(\vec{n}') + \frac{2ik}{4\pi} \int \hat{f}(\vec{n}, \vec{n}', \vec{B}) \hat{F}(\vec{n}) d\Omega$ . Оператор  $\hat{S}$  ещё также называется оператором (или матрицей) рассеяния. Получаем

$$\frac{e^{-ikr}}{r} \hat{F}(-\vec{n}') - \frac{e^{ikr}}{r} \hat{S}\hat{F}(\vec{n}'). \quad (2.22)$$

В данном выражении первый и второй слагаемые представляют собой сходящуюся к центру и расходящуюся от центра волны. Сохранение числа частиц накладывает требования на их нормировку. Для этого необходимо, чтобы оператор  $\hat{S}$  являлся унитарным.

Из требований к симметрии по отношению к обращению времени следует, что волновая функция  $\hat{K}\hat{\psi}^*$  также отвечает некоторому возможному состоянию [10], где оператор для частиц со спином 1/2 имеет вид  $\hat{K} = i\hat{\sigma}_y$ . Тогда некоторый возможный процесс рассеяния описывается волновой функцией

$$\frac{e^{ikr}}{r} \hat{K}\hat{F}^*(-\vec{n}') - \frac{e^{-ikr}}{r} \hat{K}\hat{S}^*\hat{F}^*(\vec{n}'). \quad (2.23)$$

Введем новую произвольную волновую функцию  $-\hat{K}\hat{S}^*\hat{F}^*(\vec{n}') = \Phi(-\vec{n}')$  и оператор  $\hat{I}$  производящий инверсию единичных векторов  $\vec{n}$  и  $\vec{n}'$ :  $\hat{I}\hat{F}(\vec{n}') = \hat{F}(-\vec{n}')$ . Теперь запишем выражения, связывающие функции  $\hat{F}^*(-\vec{n}')$  и  $\hat{\Phi}(\vec{n}')$ .

$$\hat{F}^*(-\vec{n}') = \hat{I}\hat{F}^*(\vec{n}') = -\hat{I}\hat{S}^{*-1}\hat{I}\hat{K}^{-1}\hat{\Phi}(\vec{n}'). \quad (2.24)$$

Подставим в (2.23) и получим

$$\frac{e^{-ikr}}{r} \hat{\Phi}(-\vec{n}') - \frac{e^{ikr}}{r} \hat{K} \hat{I} \hat{S}^{*-1} \hat{I} \hat{K}^{-1} \hat{\Phi}(\vec{n}'). \quad (2.25)$$

В силу произвольного выбора функции  $\hat{F}(\vec{n}')$  и сравнивая (2.22) и (2.25) получаем следующее выражение для матрицы рассеяния

$$\hat{S} = \hat{K} \hat{I} \hat{S}^T \hat{I} \hat{K}^{-1}. \quad (2.26)$$

Транспонирование меняет начальный и конечный векторы  $\vec{n}$  и  $\vec{n}'$ , а инверсия  $\hat{I}$  меняет их знаки. Так как при обращении необходимо менять знак магнитного поля, для амплитудной матрицы рассеяния имеем связь между амплитудами прямого и обращённого по времени процессов

$$\begin{pmatrix} f_{11}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) & f_{21}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \\ f_{12}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) & f_{22}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{22}(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B}) & -f_{21}(\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B}) \\ -f_{12}(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B}) & f_{11}(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B}) \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Запишем выражение (2.2) дифференциального сечения неполяризованных тепловых нейтронов в явном виде

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{1}{2} \left( |f_{11}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})|^2 + |f_{22}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})|^2 + |f_{12}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})|^2 + |f_{21}(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})|^2 \right). \quad (2.28)$$

Тогда очевидно, что для прямого и обращённого по времени процессов справедливо выражение

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B})}{\partial \Omega}. \quad (2.29)$$

В дальнейшем это равенство мы будем называть теоремой взаимности для неполяризованных тепловых нейтронов. Её физический смысл заключается в том, что дифференциальное сечение рассеяния не изменяется при одновременной перемене местами источника и детектора нейтронов и изменении знака магнитного поля на противоположный.

### 2.1.3. Особенности рассеяния нейтронов на компланарных системах. Необходимые условия невзаимности

Рассмотрим компланарное пространственное распределение магнитного поля. Выберем систему координат так, чтобы от нуля были отличны только  $x$ - и  $z$ - компоненты вектора магнитной индукции  $\vec{B}$ . Покажем, что дифференциальное сечение рассеяния в таких системах обладает дополнительной симметрией. Действительно,  $\hat{R}_{y,\pi}\vec{B}(\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r})$ . Тогда для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных нейтронов справедливы дополнительные соотношения

$$\begin{aligned}\frac{\partial\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial\Omega} &= \frac{\partial\sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, \vec{B})}{\partial\Omega}, \\ \frac{\partial\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})}{\partial\Omega} &= \frac{\partial\sigma(\vec{k}, \vec{k}', -\vec{B})}{\partial\Omega}.\end{aligned}\tag{2.30}$$

Соотношения (2.30) отвечают двум случаям рассеяния. В первом случае источник и детектор меняются местами, но не меняется знак магнитного поля. Во втором, наоборот, источник и детектор остаются на своих местах, а знак магнитного поля меняется на противоположный в каждой точке пространства.

Оба равенства всегда выполняются в случае компланарного распределения магнитного поля. Следовательно, **необходимое условие невзаимности** заключается в том, что распределение магнитного поля в рассеивателе должно быть некомпланарным.

## 2.2. Теория возмущений

### 2.2.1. Приближение многократного рассеяния нейтронов

Получим феноменологическое выражение для дифференциального сечения рассеяния, отвечающее свойствам (2.17, 2.29) в виде разложения по степеням  $\vec{B}(\vec{r})$ . При рассмотрении рассеивающего потенциала как возмущения, необходимо выполнение следующего условия для величины магнитного поля  $|B| \ll \frac{\hbar^2}{|\mu|ma^2}$ , где  $a$  – масштаб, где поле существенно отлично от нуля [10]. Очевидно, что дифференциальное сечение рассеяния не может содержать слагаемых, линейных по магнитному полю, т.к. они не инвариантны относительно когерентных вращений магнитного поля (2.5). Первый член разложения содержит только скалярное произведение векторов магнитной индукции в разных точках пространства. Следующий член разложения кубический по магнитному полю. Единственной комбинацией, удовлетворяющей условиям инвариантности относительно вращений, является смешанное произведение трёх векторов. Таким образом, дифференциальное сечение рассеяния имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))}{\partial \Omega} = & \iint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) g_2(\vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 + \\ & + \iiint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot [\vec{B}(\vec{r}_2) \times \vec{B}(\vec{r}_3)]) g_3(\vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + \dots, \end{aligned} \quad (2.31)$$

где  $g_2(\vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2)$  и  $g_3(\vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$  некоторые функции. Важно отметить, что второе слагаемое в этом выражении отлично от нуля только в случае некомпланарного распределения магнитного поля. Из теоремы взаимности легко установить ряд свойств функций  $g_2$  и  $g_3$ . Скалярное произведение векторов магнитной индукции в первом члене разложения не меняет знака при обращении времени. Следовательно, функция  $g_2(\vec{k}, \vec{k}') = g_2(-\vec{k}', -\vec{k})$ , т.е. зависит только от разницы векторов  $\vec{k} - \vec{k}'$ . Также скалярное произведение в подынтегральном выражении в первом слагаемом симметрично относительно перестановки  $\vec{r}_1$  и  $\vec{r}_2$ , следовательно,  $g_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = g_2(\vec{r}_2, \vec{r}_1)$ .

При обращении времени, смешанное произведение во втором слагаемом меняет знак. Также из свойства смешанного произведения следует, что интегральное ядро меняет знаки при попарной перестановке индексов 1, 2, 3 и не меняет знак при их циклическом

сдвиге

$$\begin{aligned}
g_3 \left( \vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3 \right) &= -g_3 \left( -\vec{k}', -\vec{k}, \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3 \right), \\
g_3 \left( \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3 \right) &= -g_3 \left( \vec{r}_2, \vec{r}_1, \vec{r}_3 \right), \\
g_3 \left( \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3 \right) &= g_3 \left( \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_1 \right).
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Явные выражения для подынтегральных функций легко получить в рамках теории возмущений. Рассмотрим уравнение Шрёдингера в интегральной форме с нулевым ядерным потенциалом

$$\hat{\psi}(\vec{r}) = \hat{\psi}_0 e^{i\vec{k}\vec{r}} + \frac{2m\mu}{\hbar^2} \int \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}_1) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) \hat{\psi}(\vec{r}_1) d\vec{r}_1, \tag{2.33}$$

где  $\hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}_1) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|}$  – функция Грина свободной частицы. Из уравнения (2.33) получаем рекуррентное соотношение для вычисления волновой функции

$$\hat{\psi}(\vec{r})^{(n+1)} = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m\mu}{\hbar^2} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) \hat{\psi}(\vec{r}_1)^{(n)} d\vec{r}_1, \tag{2.34}$$

где  $\hat{\psi}(\vec{r})^{(n)}$  соответствующее слагаемое ряда  $\hat{\psi}(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\psi}(\vec{r})^{(n)}$  и  $\hat{\psi}(\vec{r})^{(0)} = \hat{\psi}_0 e^{i\vec{k}\vec{r}}$ . При рассмотрении процессов рассеяния, волновая функция всегда вычисляется в волновой зоне. В уравнении (2.34) справедливо соотношение  $|\vec{r}| \gg |\vec{r}_1|$ . Тогда в первом порядке разложения волновой функции имеем

$$\hat{\psi}(\vec{r})^{(1)} = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m\mu}{\hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) \hat{\psi}_0 e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\vec{r}_1} d\vec{r}_1, \tag{2.35}$$

где  $\vec{k}' = k\vec{r}/r$ . Рассмотрим данное выражение, в нём явно выделен множитель  $\frac{e^{ikr}}{r}$ , отвечающий фазе и амплитуде расходящейся от центра волны. Сравнивая (2.1) и (2.35), видим, что оставшийся интеграл фактически есть выражение для амплитудной матрицы рассеяния в первом порядке

$$\hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(1)} = -\frac{1}{4\pi} \frac{2m\mu}{\hbar^2} \int (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\vec{r}_1} d\vec{r}_1. \tag{2.36}$$

Данное выражение для амплитудной матрицы соответствует борновскому приближению. В нём считается, что взаимодействие частиц с рассеивателем достаточно слабо и каждая частица испытывает только однократное рассеяние. В оптике аналогичное приближение

называется принципом Гюйгенса-Френеля. Вычислим по формуле (2.2) дифференциальное сечение рассеяния, квадратичное по магнитному полю

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))}{\partial \Omega} &= \text{Tr} \left[ \hat{\rho} \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(1)\dagger} \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(1)} \right] = \\ &= \left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \text{Tr} \left[ \hat{\rho} \iint (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) e^{i(\vec{k}-\vec{k}')(\vec{r}_1-\vec{r}_2)} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \right]. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Используем следующее свойство матриц Паули  $(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1))(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) = (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) + i(\hat{\sigma} \cdot [\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)])$ . Взятие следа произведения матриц можно внести под знак интеграла. В случае неполяризованных нейтронов, след  $\text{Tr}[\hat{\rho}\hat{\sigma}] = 0$ . Тогда для рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов в борновском приближении дифференциальное сечение рассеяния выглядит следующим образом

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))}{\partial \Omega}^{(2)} = \left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \iint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) e^{i(\vec{k}-\vec{k}')(\vec{r}_1-\vec{r}_2)} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (2.38)$$

Легко убедиться, что функция  $\left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 e^{i(\vec{k}-\vec{k}')(\vec{r}_1-\vec{r}_2)}$  отвечает всем свойствам интегрального ядра  $g_2(\vec{k}, \vec{k}', \vec{r}_1, \vec{r}_2)$ .

Борновского приближения недостаточно для описания невзаимных эффектов при рассеянии неполяризованных нейтронов. Поэтому необходимо рассмотреть следующее слагаемое по магнитному взаимодействию (2.34)

$$\begin{aligned} \hat{\psi}(\vec{r})^{(1)} + \hat{\psi}(\vec{r})^{(2)} &= \frac{2m\mu}{\hbar^2} \int \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}_1) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1)) e^{i\vec{k}\vec{r}_1} d\vec{r}_1 + \\ &\left( \frac{2m\mu}{\hbar^2} \right)^2 \iint \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}_2) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) \hat{G}_0(\vec{r}_2, \vec{r}_3) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_3)) e^{i\vec{k}\vec{r}_3} d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + \dots \end{aligned} \quad (2.39)$$

В этом выражение учтено, что частица испытывает двукратное рассеяние. При этом, в отличие от борновского приближения  $|\vec{r}| \gg |\vec{r}_{2,3}|$ , но  $|\vec{r}_2| \sim |\vec{r}_3|$  и во втором интеграле возможно разложить в ряд только одну из двух функций Грина. Явный вид второго члена ряда разложения амплитудной матрицы рассеяния

$$\hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(2)} = \left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \iint (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) (\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_3)) \frac{e^{i\vec{k}r|\vec{r}_2-\vec{r}_3|} e^{-i\vec{k}'\vec{r}_2} e^{i\vec{k}\vec{r}_3}}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} d\vec{r}_2 d\vec{r}_3. \quad (2.40)$$

Кубическое по магнитному полю слагаемое выражается комбинацией членов разложения амплитудной матрицы рассеяния

$$\frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))^{(3)}}{\partial \Omega} = Tr \left[ \hat{\rho} \left( \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(1)} \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(2)\dagger} + \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(1)\dagger} \hat{f}(\vec{k}, \vec{k}')^{(2)} \right) \right]. \quad (2.41)$$

Выражение под тройным интегралом содержит произведение  $(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_1))(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_2))(\hat{\sigma} \cdot \vec{B}(\vec{r}_3))$ . При сворачивании с матрицей плотности и взятии следа, воспользуемся известным свойством матриц Паули и получим, что оно равно смешанному произведению  $i(\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot [\vec{B}(\vec{r}_2) \times \vec{B}(\vec{r}_3)])$ . Явный вид слагаемого, кубического по полю (2.41)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))^{(3)}}{\partial \Omega} &= i \left( \frac{m\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^3 \iiint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot [\vec{B}(\vec{r}_2) \times \vec{B}(\vec{r}_3)]) \times \\ &\times \frac{\exp \left[ i\vec{k}'(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) + i\vec{k}(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) + ik|\vec{r}_2 - \vec{r}_3| \right]}{|\vec{r}_2 - \vec{r}_3|} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + c.c., \end{aligned} \quad (2.42)$$

где «*c.c.*» означает комплексно сопряжённое к первому слагаемому. Структура интегрального ядра значительно сложнее, чем в борновском приближении. При этом оно удовлетворяет всем симметричным свойствам формул (2.32). Выражение (2.42) отвечает за эффекты, возникающие только при рассеянии неполяризованных тепловых нейтронов на системах с некопланарным распределением магнитного поля. Физический смысл возникновения невзаимных эффектов можно понять из выражения (2.41). Оно содержит произведения типа  $\hat{f}^{(1)} \hat{f}^{(2)\dagger}$ , т.е. фактически это эффективная интерференция одно- и двукратно рассеянных волн. Разложение по степеням магнитного поля выполнено в рамках теории возмущений, считая, что амплитуда рассеяния мала. Невзаимные эффекты, обусловленные (2.42) будут малы и их экспериментальное наблюдение затруднено.

### 2.2.2. Рассеяние электронов на точечных магнитных частицах

Простым случаем рассеивателя является набор точечных магнитных частиц. Расчёт рассеяния нейтронов по формулам (2.38, 2.42) требует учёта дипольного поля от частиц. В работе [60] была рассчитана невзаимная поправка (2.42) для одиночного магнитного диполя. Заметим, что обменное взаимодействие электронов проводимости в ферромагнетиках [2] описывается с помощью эффективного магнитного поля  $\hat{V}_{ex} \sim (\hat{\sigma} \cdot \vec{M})$ .



Математически уравнения и для электронов проводимости, и для тепловых нейтронов аналогичны. Для электронов проводимости в разбавленных ферромагнитных полупроводниках справедливо неадиабатическое приближение. В этом случае для них верны и формулы вида (2.38,2.42) с формальной заменой вектора магнитной индукции на вектор намагниченности [91]. Далее выполним расчёт рассеяния электронов на точечных диполях по формулам (2.38,2.42) в силу простоты таких вычислений.

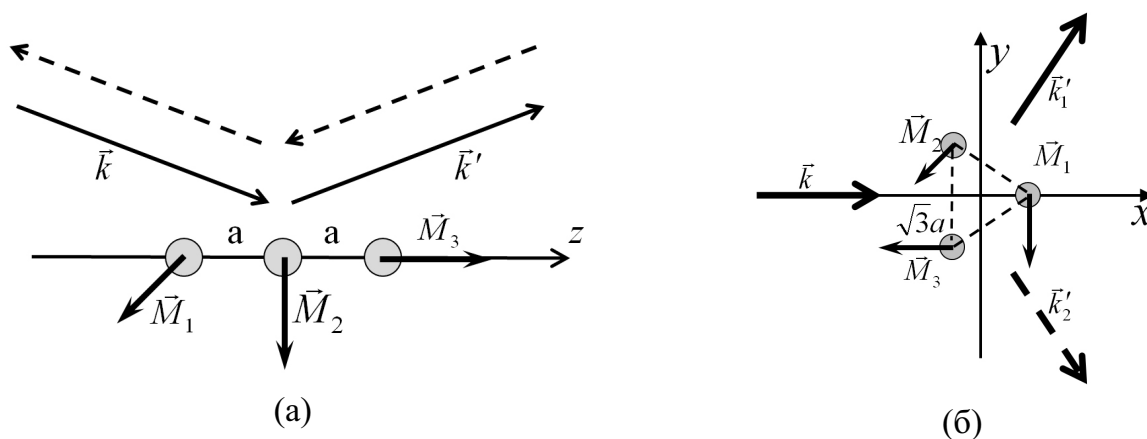


Рисунок 2.1. Три магнитных частицы, расположенные: одномерно (а) и двумерно (б).

Представим намагниченность в виде

$$\vec{M}(\vec{r}) = \sum_i \vec{M}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) b^3, \quad (2.43)$$

где  $\vec{M}_i$  – намагниченность в  $i$ -ой частице, расположенной в точке  $\vec{r}_i$ ,  $b^3$  – объём частицы. Так как нас интересуют процессы, обусловленные кубическим по полю слагаемым в дифференциальном сечении рассеяния, рассмотрим системы, состоящие из трёх частиц (рис. 2.1). Положим, что величина поля во всех частицах одинакова  $|\vec{M}_i| = M_0$ . При этом ориентации полей каждой пары частиц перпендикулярны друг другу и их смешанное произведение отлично от нуля. Три частицы всегда располагаются в одной плоскости. При этом можно рассмотреть два различных по симметрии случая, когда частицы расположены либо вдоль определённого направления (рис. 2.1а), либо в углах треугольника (рис. 2.1б). В первом случае намагниченность будет функцией только одной координаты  $z$  и симметрия системы подобна геликоидальному распределению поля. Во втором

случае намагниченность зависит от двух координат  $(x, y)$  и система похожа на магнитный вихрь. Продемонстрируем, что в первой системе будет наблюдаться выпрямляющий, ректификационный эффект при рассеянии. Интенсивность рассеяния будет зависеть от того, движется ли электрон по или против оси  $z$ . Во втором случае будет наблюдаться «кривое» рассеяние электронов. Если волновой вектор падающего электрона лежит вдоль оси  $x$ , то интенсивность рассеяния будет зависеть от того, в какую сторону  $\vec{k}'_1$  или  $\vec{k}'_2$  происходит рассеяние (рис. 2.1б), т.е. от знака проекции вектора  $k'_y$  и можно говорить о топологическом эффекте Холла [91].

Для начала рассмотрим квазигеликоидальное распределение частиц (рис. 2.1а). Магнитное поле возьмём в виде  $\vec{M}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^3 M_0 \vec{e}_j \delta(\vec{r} - a(j-2)\vec{e}_z) b^3$ , где  $\vec{e}_j$  – орты соответствующих осей координат и  $a$  – расстояние между частицами. Подставляя магнитное поле в (2.38) и производя интегрирование, получаем следующее выражение для квадратичного по полю рассеяния

$$\frac{\partial \sigma^{(2)}}{\partial \Omega} \sim M_0^2 b^6. \quad (2.44)$$

Видно, что данное сечение рассеяния не только взаимно, но и изотропно.

Подставляя поле  $\vec{M}(\vec{r})$  в интеграл (2.42) получаем невзаимную поправку к дифференциальному сечению рассеяния. После упрощений данная поправка имеет вид

$$\frac{\partial \sigma^{(3)}}{\partial \Omega} \sim \frac{M_0^3 b^9}{a} \left( \sin(a(k'_z + k_z)) \cos(2ka) - 8 \sin \frac{a(k'_z + k_z)}{2} \cos(ka) \cos(3a(k'_z - k_z)) \right). \quad (2.45)$$

В данной выражении явно выделены функции антисимметричные по  $k'_z + k_z$ . Иначе говоря, интенсивность рассеяния электронов вдоль оси  $z$  будет отличаться от интенсивности рассеяния против неё. При наличии в рассеянии слагаемых такого типа принято говорить о выпрямляющем, ректификационном эффекте.

Теперь рассчитаем рассеяние на системе из трёх частиц, расположенных в углах треугольника (рис. 2.1б). Как и в случае квазигеликоидального распределения, в борновском приближении рассеяние электронов изотропно и выражается формулой (2.44).

Расположим магнитные частицы следующим образом

$$\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} a \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{r}_2 = \begin{pmatrix} -1/2a \\ \sqrt{3}/2a \\ 0 \end{pmatrix}, \vec{r}_3 = \begin{pmatrix} -1/2a \\ -\sqrt{3}/2a \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.46)$$

Для вычисления следующего, двукратного рассеяния сделаем некоторые упрощения. Положим, что вектора  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  лежат в плоскости  $xy$  и  $\vec{k} = k\vec{e}_x$ . После тригонометрических преобразований получаем, что рассеяние на трёх частицах имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}^{(3)} \sim \frac{M_0^3 b^9}{a} & \left( 2 \sin \left( \frac{\sqrt{3}}{2} k'_y a \right) \cos \left( 3k'_x a + \frac{3}{2} k a + 2\sqrt{3} k a \right) \cos \left( \frac{3}{2} k a \right) - \right. \\ & \left. - \sin \left( \frac{\sqrt{3}}{2} k'_y a \right) \cos \left( \sqrt{3} k a - \frac{3}{2} k a \right) \right). \end{aligned} \quad (2.47)$$

Дифференциальное сечение рассеяние содержит в себе слагаемое, антисимметричное по  $k'_y$ . Иначе говоря, при рассеянии в одну сторону электроны рассеиваются сильнее, чем в другую, т.е. наблюдается топологический эффект Холла.

Из формального сходства выражений для рассеяния электронов и нейтронов следует ожидать, что рассеяние нейтронов будет обладать аналогичными особенностями. Например, «топологический» эффект Холла для неполяризованных нейтронов был теоретически рассмотрен в нескольких работах: при дифракции в ферромагнитном монокристалле [60] и рассеянии на решётке скирмионов в силициде марганца [61]. В данной диссертации рассматриваются задачи, в которых распределение магнитного поля зависит только от одной координаты и, соответственно, при рассеянии нейтронов в магнитных полях следует ожидать, что невзаимность проявится в качестве ректификационных, выпрямляющих эффектов.

### 2.2.3. Замечание о поляризованном пучке

Как правило, реальные источники тепловых нейтронов содержат оптический элемент, поляризующий нейтроны вдоль заданной оси. Поляризацию также описывают матрицей плотности

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + s_z & s_x + i s_y \\ s_x - i s_y & 1 - s_z \end{pmatrix}, \quad (2.48)$$

где вектор  $\vec{s} = \hat{\psi}_0^\dagger \hat{\sigma} \hat{\psi}_0$  – средняя поляризация нейтронов и  $|\vec{s}| < 1$ . Она может быть рассмотрена двумя способами: как некоторое «внутреннее» свойство источника и тогда при обращении времени она не меняется. Либо же поляризация определяется некоторым «внешним» по отношению к источнику поляризатором и тогда при обращении времени  $\vec{s}' = (i\hat{\sigma}_y \hat{\psi}_0)^\dagger \hat{\sigma} i\hat{\sigma}_y \hat{\psi}_0 = -\vec{s}$ . Иначе говоря, такому поляризатору можно сопоставить некоторое поле  $\vec{B}_0$ , меняющее знак при обращении времени.

Подставляя (2.48) в выражение для дифференциального сечения рассеяния в борновском приближении (2.37), получаем, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}(\vec{r}))}{\partial \Omega}^{(2)} &= \left(\frac{m\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \iint (\vec{B}(\vec{r}_1) \cdot \vec{B}(\vec{r}_2)) \cos((\vec{k} - \vec{k}')(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 + \\ &+ \left(\frac{m\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \iint (\vec{s} \cdot [\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)]) \sin((\vec{k} - \vec{k}')(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Второе слагаемое в данном выражении при перемене местами источника и детектора частиц или инверсии магнитного поля не меняет своего знака, если рассматривать поляризацию как свойство источника.

Если же поляризация обусловлена поляризатором  $\vec{B}_0$ , то при смене источника и детектора необходимо и поменять  $\vec{B}_0 \rightarrow -\vec{B}_0$ . Казалось бы второе слагаемое в (2.49) при этом становится невзаимным уже в борновском приближении, но это не так. При рассмотрении поляризации, обусловленной таким «внешним» поляризатором, необходимо брать интегралы не только вблизи рассеивателей  $\vec{B}(\vec{r}_{1,2})$ , но и включать в область интегрирования поляризатор  $\vec{B}_0$ , т.е. волновую зону. В волновой зоне разложение функции Грина в ряд неприменимо, как это сделано в борновском приближении и необходимо учитывать эффекты перерассеяния. Фактически, в этом случае необходимо пользоваться выражением (2.42).

## 2.3. Задачи рассеяния нейтронов, допускающие точные решения

Выше была получена общая формула, учитывающая поправку к борновскому приближению, которая описывает невзаимные эффекты при рассеянии. Но существуют системы, допускающие и точный расчёт рассеяния. В данной работе рассмотрено две таких системы. В первом случае мы рассмотрим последовательное зеркальное отражение от трёх магнитных зеркал. Во втором случае рассмотрим малоугловую динамическую дифракцию на кристалле силицида марганца с геликоидальным распределением намагниченности.

### 2.3.1. Отражение от трёх магнитных зеркал

Магнитное зеркало представляет собой ферромагнитную пленку, нанесённую на подложку. В качестве подложек как правило используется кремний, стекло и т.п. Рассмотрим зеркальное отражение нейтронов, падающих на такое зеркало из вакуума. В ферромагнитной среде справедливо уравнение Шрёдингера

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m} + V_0 + \mu \left( \hat{\sigma} \cdot \vec{B}_0 \right) \right) \hat{\psi} = E\hat{\psi}, \quad (2.50)$$

где  $V_0$  – скалярный ядерный потенциал,  $\vec{B}_0$  – магнитная индукция в зеркале,  $\hat{\psi}$  – волновая функция нейтрона в зеркале,  $E$  – энергия падающего пучка нейтронов. Рассмотрим случай, когда зеркало намагничено однородно и состоит из одного материала:  $V_0$  и  $\vec{B}_0$  не зависят от координат и одинаковы во всем зеркале. Наиболее интересны случаи, когда ядерный потенциал положителен, при этом возможно наблюдение полного внешнего отражения нейтронов. Приведём уравнение (2.50) к безразмерному виду. Для этого положим  $\frac{2mV_0}{\hbar} = 1$ . Тогда оно выглядит следующим образом

$$\left( -\Delta + 1 + k_b^2 \left( \hat{\sigma} \cdot \vec{b} \right) \right) \hat{\psi} = k^2 \hat{\psi}, \quad (2.51)$$

где  $\Delta$  – оператор Лапласа,  $k_b^2 = \frac{2m\mu B_0}{\hbar}$ ,  $k^2 = \frac{2mE}{\hbar}$  и  $\vec{b}$  – единичный вектор в направлении магнитной индукции. Направим ось координат  $z$  вдоль направления магнитной индукции,

тогда уравнение Шрёдингера разделится на два независимых уравнения.

$$\begin{cases} (-\Delta + 1 + k_b^2) \hat{\psi} = k^2 \hat{\psi}, \\ (-\Delta + 1 - k_b^2) \hat{\psi} = k^2 \hat{\psi}. \end{cases} \quad (2.52)$$

Одному уровню энергии соответствует два ортогональных состояния, в одном из которых спин сонаправлен с магнитной индукцией, а в другой – противоположен. Рассмотрим случай, когда зеркало является бесконечно толстым. Волновая функция в вакууме является плоской волной с волновым вектором  $\vec{k}$ . Также в вакууме существует зеркально отраженная волна. В среде же существует две волны, с волновыми числами

$$k_{1,2} = \sqrt{k^2 - 1 \mp k_b^2}. \quad (2.53)$$

Для нахождения коэффициентов отражения воспользуемся граничными условиями на границе вакуум-зеркало: непрерывность волновой функции и её производной. Получаем систему уравнений

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}, \\ k_x \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} - k_x \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{1x} a_1 \\ k_{2x} a_2 \end{pmatrix}, \end{cases} \quad (2.54)$$

где  $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$  – начальное спиновое состояние падающего нейтрона,  $\begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix}$  – спиновое состояние отраженного нейтрона,  $k_x$  и  $k_{1,2x}$  – проекции соответствующих волновых векторов на нормаль. Введем амплитудную матрицу рассеяния  $\hat{R}$ , которая свяжет спиноры  $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix}$ . В случае однородно намагниченного зеркала её компоненты находим из системы (2.54)

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \frac{k_x - k_{1x}}{k_x + k_{1x}} & 0 \\ 0 & \frac{k_x - k_{2x}}{k_x + k_{2x}} \end{pmatrix}. \quad (2.55)$$

Коэффициент отражения нейтронов вычисляется с помощью свертки амплитудных матриц отражения с матрицей плотности  $I = Tr [\hat{\rho} \hat{R}^\dagger \hat{R}]$ . Рассмотрим компоненты матрицы отражения подробнее. Если  $k_x^2 < 1 \mp k_b^2$ , тогда соответствующий диагональный элемент есть комплексное число с модулем равным 1. Если же выполняется обратное условие, то он является убывающей функцией  $k_x$ . На рис. 2.2 приведены характерные зависимости  $\hat{R}_{11,22}$  от  $k_x$  для случая, когда  $k_b^2 = 0.8$ . Как видно, при малых волновых векторах нейтроны испытывают полное внешнее отражение. При этом важно отметить, что области полного внешнего отражения различны и зависят от того, был ли ориентирован спин нейтрона по или против магнитного поля. Существует область значений  $k_x$ , в которой нейтроны только с одной проекцией спина испытывают полное внешнее отражение. Благодаря этому зеркала очень широко применяются в нейтронографии в качестве поляризаторов. Величина  $k_b$  зависит от магнитных свойств и состава материала зеркала. Как следует из выражения (2.53), если подобрать такой материал, что  $k_b = 1$ , то нейтроны со спином, направленным по магнитному полю будут проходить сквозь зеркало, не испытывая отражения.

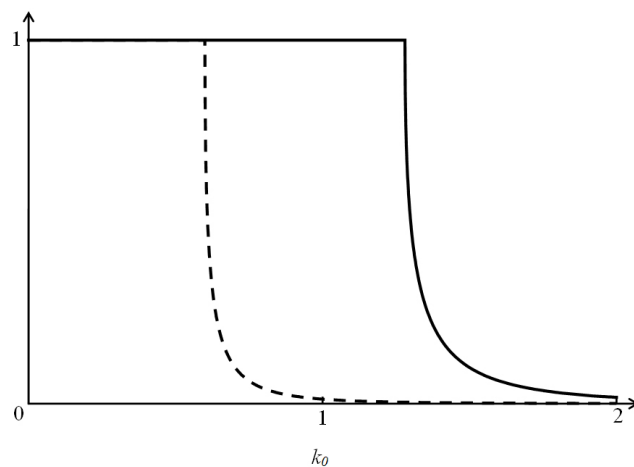


Рисунок 2.2. Зеркальное отражение от магнитного зеркала. Сплошной и штриховой линиями изображены  $|R_{11}|$  и  $|R_{22}|$

Хорошим материалом для использования в качестве магнитного зеркала являются сплавы  $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ , где  $0.4 < x < 0.6$ . Такое соотношение обусловлено тем, что кобальт является менее оптически плотным [15], чем вакуум и при отражении от чисто кобальтовых зеркал полное внешнее отражение обусловлено только магнитным взаимодействием.

С другой стороны, железо, наоборот, «плотнее» вакуума и обладает большим магнитным моментом.

Ядерные потенциалы и магнитный момент зеркал как правило имеют приблизительно один порядок величины. Для тепловых нейтронов с длинами волн 1–20 Å характерные углы полного внешнего отражения составляют порядка 10 мрад.

Для получения некомпланарного распределения магнитного поля необходимо рассмотреть три магнитных зеркала. Исходя из углов, характерных для полного внешнего отражения, схема такой системы представлена на рис. 2.3. В реальных экспериментах ширина падающего пучка нейтронов всегда ограничена диафрагмой. Будем считать, что зеркала значительно больше поперечного размера пучка нейтронов, чтобы не учитывать поля рассеяния, возникающие на торцах магнитных зеркал.

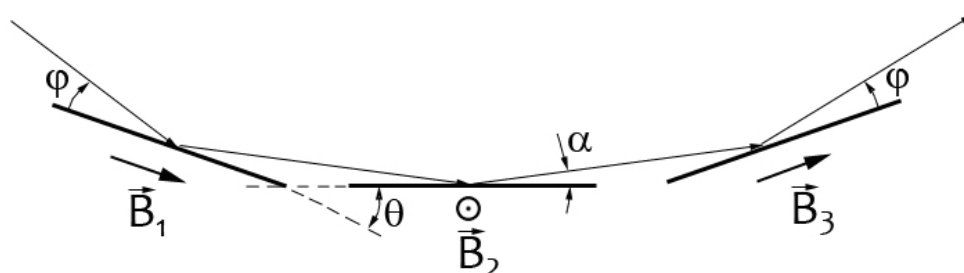


Рисунок 2.3. Последовательное отражение от трёх магнитных зеркал.

Амплитудная матрица (2.55) записана в системе координат, где ось квантования направлена вдоль магнитной индукции. Для расчёта последовательного отражения тремя зеркалами необходимо каждый раз преобразовывать волновую функцию из системы координат одного зеркала в систему координат следующего зеркала. То есть амплитудная матрица последовательного отражения от трёх зеркал в направлении слева направо записывается как произведение

$$\hat{R}_+ = \hat{R}_3 \hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21} \hat{R}_1, \quad (2.56)$$



где операторы  $\hat{S}_{ij}$  – операторы поворота (2.4). При этом ось вращения можно выбрать в виде

$$\vec{n}_{ij} = \frac{[\vec{B}_i \times \vec{B}_j]}{|[\vec{B}_i \times \vec{B}_j]|}. \quad (2.57)$$

При этом в случае некопланарной системы такой поворот всегда осуществляется на  $\pi/2$ . Для последовательного отражения справа налево соответственно амплитудная матрица отражения

$$\hat{R}_- = \hat{R}_1 \hat{S}_{12} \hat{R}_2 \hat{S}_{23} \hat{R}_3. \quad (2.58)$$

Заметим, что из геометрии расположения зеркал, можно выбрать операторы поворота так, что  $\hat{S}_{ij} = \hat{S}_{ji}^{-1}$ . Интенсивность отражения неполяризованного пучка соответственно будет вычисляться как след матрицы  $I_{\pm} = Tr [\hat{\rho} \hat{R}_{\pm}^{\dagger} \hat{R}_{\pm}]$ . Для отражения нейтронов всегда выполняется теорема взаимности (2.29), поэтому отражение справа налево (2.58) эквивалентно отражению слева направо с инвертированным в каждом зеркале магнитным полем.

Докажем, что в случае компланарной системы интенсивность последовательного отражения не зависит от направления отражений. Пусть в компланарном случае все  $\vec{B}_{1,2,3}$  лежат в плоскости рисунка 2.3. В качестве осей вращения  $\vec{n}_{ij}$  выберем ось  $x$ . Тогда смена знака магнитной индукций будет означать преобразование  $\hat{R}_j \rightarrow \hat{\sigma}_x \hat{R}_j \hat{\sigma}_x$ . При таком выборе осей вращения легко показать, что матрица  $\hat{\sigma}_x$  коммутирует с операторами поворотов  $\hat{S}_{ij} \hat{\sigma}_x = \hat{\sigma}_x \hat{S}_{ij}$ . Тогда очевидно, что при подстановке  $\hat{R}_j \rightarrow \hat{\sigma}_x \hat{R}_j \hat{\sigma}_x$  в уравнение (2.56) и интенсивность отражения не изменится. Действительно

$$\begin{aligned} I_- &= Tr \left[ \hat{\rho} \hat{\sigma}_x \hat{R}_1^{\dagger} \hat{\sigma}_x \hat{S}_{21}^{\dagger} \hat{\sigma}_x \hat{R}_2^{\dagger} \hat{\sigma}_x \hat{S}_{32}^{\dagger} \hat{\sigma}_x \hat{R}_3^{\dagger} \hat{\sigma}_x \hat{R}_3 \hat{\sigma}_x \hat{S}_{32} \hat{\sigma}_x \hat{R}_2 \hat{\sigma}_x \hat{S}_{21} \hat{\sigma}_x \hat{R}_1 \hat{\sigma}_x \right] = \\ &= Tr \left[ \hat{\sigma}_x \hat{\rho} \hat{\sigma}_x \hat{R}_1^{\dagger} \hat{S}_{21}^{\dagger} \hat{R}_2^{\dagger} \hat{S}_{32}^{\dagger} \hat{R}_3^{\dagger} \hat{R}_3 \hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21} \hat{R}_1 \right]. \end{aligned} \quad (2.59)$$

В случае неполяризованных нейтронов матрица плотности диагональна и также коммутирует с  $\hat{\sigma}_x$ , соответственно

$$\hat{\sigma}_x \hat{\rho} \hat{\sigma}_x = \hat{\rho} \hat{\sigma}_x \hat{\sigma}_x = \hat{\rho}. \quad (2.60)$$

Тогда интенсивность  $I_-$  при последовательном отражении от зеркал в случае, когда распределение магнитной индукции компланарно, равна интенсивности  $I_+$ .

Рассмотрим случай некомпланарного распределения магнитной индукции и покажем, что условие некомпланарности является необходимым, но не достаточным для наблюдения невзаимности. Запишем явное выражение  $I_-$  через матрицы отражения (2.58) и сделаем циклический сдвиг. Воспользуемся также ещё одним свойством матриц отражения, а именно их коммутацией с эрмитово сопряжёнными  $[\hat{R}_j, \hat{R}_j^\dagger] = 0$ . Тогда для интенсивности  $I_-$  получаем следующее выражение

$$\begin{aligned} I_- &= Tr \left[ \hat{\rho} \hat{R}_3^\dagger \hat{S}_{23}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{12}^\dagger \hat{R}_1^\dagger \hat{R}_1 \hat{S}_{12} \hat{R}_2 \hat{S}_{23} \hat{R}_3 \right] = \\ &= Tr \left[ \hat{\rho} \hat{R}_1^\dagger \hat{S}_{12} \hat{R}_2 \hat{S}_{23} \hat{R}_3^\dagger \hat{R}_3 \hat{S}_{23}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{12}^\dagger \hat{R}_1 \right]. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Сравним это выражение с явным выражением для вычисления  $I_+$

$$I_+ = Tr \left[ \hat{\rho} \hat{R}_1^\dagger \hat{S}_{21}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{32}^\dagger \hat{R}_3^\dagger \hat{R}_3 \hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21} \hat{R}_1 \right]. \quad (2.62)$$

Выражения (2.61) и (2.62) отличаются только тем, что в (2.62) произведения  $\hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21}$  и  $\hat{S}_{21}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{32}^\dagger$  заменены на  $\hat{S}_{23}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{12}^\dagger$  и  $\hat{S}_{12} \hat{R}_2 \hat{S}_{23}$  в (2.61). Заметим, что для матриц поворота справедливо  $\hat{S}_{ij}^\dagger = \hat{S}_{ji}$ . Тогда оба выражения отличаются только тем, что в них операторы  $\hat{R}_2$  и  $\hat{R}_2^\dagger$  заменены местами. Из этого следует, что в случаях, когда амплитудная матрица отражения от второго зеркала  $\hat{R}_2$  является действительной, последовательное отражение нейтронов от трёх зеркал будет взаимным, т.е.  $I_+ = I_-$ , даже в случае некомпланарной магнитной индукции в системе. Как следует из (2.53) для бесконечного магнитного зеркала, без учёта поглощения, условие  $\hat{R}_2 \in \mathfrak{R}$  выполняется в случае  $k_x^2 > 1 + k_b^2$ . Иначе говоря, при отражении от второго зеркала не выполняются условия полного внешнего отражения ни для одной из спиновых компонент. Также, отметим, что отражение будет взаимным в некомпланарной системе и в случае, когда выполняется условие  $\hat{R}_{1,3} \hat{R}_{1,3}^\dagger = 1$ . Это условие соответствует случаю, когда  $k_x^2 < 1 - k_b^2$ , т.е. нейтроны с любым спином испытывают полное внешнее отражение на первом и третьем зеркалах. Тогда выражения для интенсивности последовательного отражения слева направо с учётом свойства матриц  $\hat{R}_i$  и  $\hat{S}_{ij}$

$$\begin{aligned} I_+ &= Tr \left[ \hat{\rho} \hat{R}_1^\dagger \hat{S}_{21}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{32}^\dagger \hat{R}_3^\dagger \hat{R}_3 \hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21} \hat{R}_1 \right] = \\ &= Tr \left[ \hat{\rho} \hat{S}_{21}^\dagger \hat{R}_2^\dagger \hat{S}_{32}^\dagger \hat{S}_{32} \hat{R}_2 \hat{S}_{21} \right] = Tr \left[ \hat{\rho} \hat{R}_2^\dagger \hat{R}_2 \right]. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Проводя аналогичные преобразования для (2.61), получаем, что  $I_- = Tr [\hat{\rho} \hat{R}_2^\dagger \hat{R}_2]$ . Следовательно, интенсивности отражений слева направо и справа налево одинаковы, если для крайних зеркал одновременно выполняются условия полного внешнего отражения.

Запишем достаточные условия для наблюдения невзаимного прохождения в системе трёх магнитных зеркал при некопланарном распределении магнитной индукции  $k_{2x}^2 < 1 + k_b^2$  и  $k_{1,3x}^2 > 1 - k_b^2$ , где  $k_{1,2,3x}$  – проекции волновых векторов падения на соответствующие зеркала.

Оценим величину невзаимного отражения тепловых неполяризованных нейтронов в системе реальных зеркал. Условие  $k_{1,3x}^2 > 1 - k_b^2$  означает, что степень поляризации нейтронов при отражении от крайних зеркал более 80%. Считаем их идеальными поляризаторами и положим, что с точностью до фазового множителя матрицы отражения на них имеют вид

$$\hat{R}_{1,3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.64)$$

Для второго зеркала в этом случае выполняется условие  $k_{2x}^2 < 1 + k_b^2$ , т.е. матрица отражения  $\hat{R}_2$  является комплексной. С точностью до фазового множителя её можно записать в виде произведения  $\hat{R}_2 = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{pmatrix} \hat{S}_{z,\alpha}$ , где  $0 < a, b < 1$  и угол  $\alpha$  определяются материальными параметрами зеркала и углом падения. Для упрощения расчетов представим поворот  $\hat{S}_{21}$  виде двух поворотов: на угол  $\theta$  в плоскости рисунки и далее на угол  $\pi/2$  вокруг нормали второго зеркала. Аналогично представляются остальные операторы  $\hat{S}_{ij}$ . Тогда амплитудная матрица последовательного отражения

$$\begin{aligned} \hat{R}_+ = & \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & \sin(\theta/2) \\ -\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \times \\ & \times \begin{pmatrix} ae^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & be^{-i\alpha/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & \sin(\theta/2) \\ -\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.65)$$

Соответственно, интенсивность такого отражения

$$I_+ = \frac{1}{8} (a^2 + b^2 + 2ab \cos(\alpha + 2\theta)). \quad (2.66)$$

Для последовательного отражения нейтронов справа налево амплитудная матрица выглядит следующим образом

$$\hat{R}_+ = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} ae^{i\alpha/2} & 0 \\ 0 & be^{-i\alpha/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.67)$$

И интенсивность этого процесса

$$I_- = \frac{1}{8} (a^2 + b^2 + 2ab \cos(\alpha - 2\theta)). \quad (2.68)$$

Разница между прямым и обратным процессом отражений соответственно

$$\Delta I = I_+ - I_- = -\frac{1}{2} ab \sin(\alpha) \sin(2\theta). \quad (2.69)$$

Из данного выражения видно, что для получения максимальной невзаимности необходимо выполнить ряд условий. Во-первых, коэффициенты  $a, b$  должны быть максимальны, т.е.  $k_2^2 < 1 - k_b^2$ . Во-вторых, величина невзаимности определяется углом  $\theta$ , который для тепловых нейтронов с длиной волны 17 Å при отражении от CoFe зеркал составляет порядка 0.01 мрад. Если предположить, что угол вращения поляризации на втором зеркале близок к  $\pi/2$  получаем оценку

$$\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = -\frac{2 \sin \alpha \sin 2\theta}{(1 + \cos(\alpha + 2\theta))/2 + (1 + \cos(\alpha - 2\theta))/2} \approx -\frac{4\theta}{1/2} \sim 10\%. \quad (2.70)$$

Величина невзаимности пропорциональна  $\sin 2\theta$ , следовательно, она пропорциональна смешанному произведению магнитных полей зеркал. Ясно, что в выбранной нами геометрии (см. рис. 2.3) достижение больших значений величины невзаимности невозможно.

Рассчитаем отражение нейтронов реальными зеркалами. В качестве поляризаторов рассмотрим зеркала из сплава кобальт-железо, т.к. у такого сплава достаточно широкая область эффективной поляризации пучка, где  $1 - k_b^2 < k_{1,3x} < 1 + k_b^2$ . В качестве центрального зеркала рассмотрим пленку из железа, т.к. у него достаточно широкая область

полного внешнего отражения  $k_{2x} < 1 - k_b^2$ . Угол  $\theta$  между зеркалами возьмём равным  $2^\circ$  и угол скольжения на поляризатор  $1^\circ$ . Результаты расчётов для отражения нейтронов с длинами волн 15–20 Å приведены на рис. 2.4.

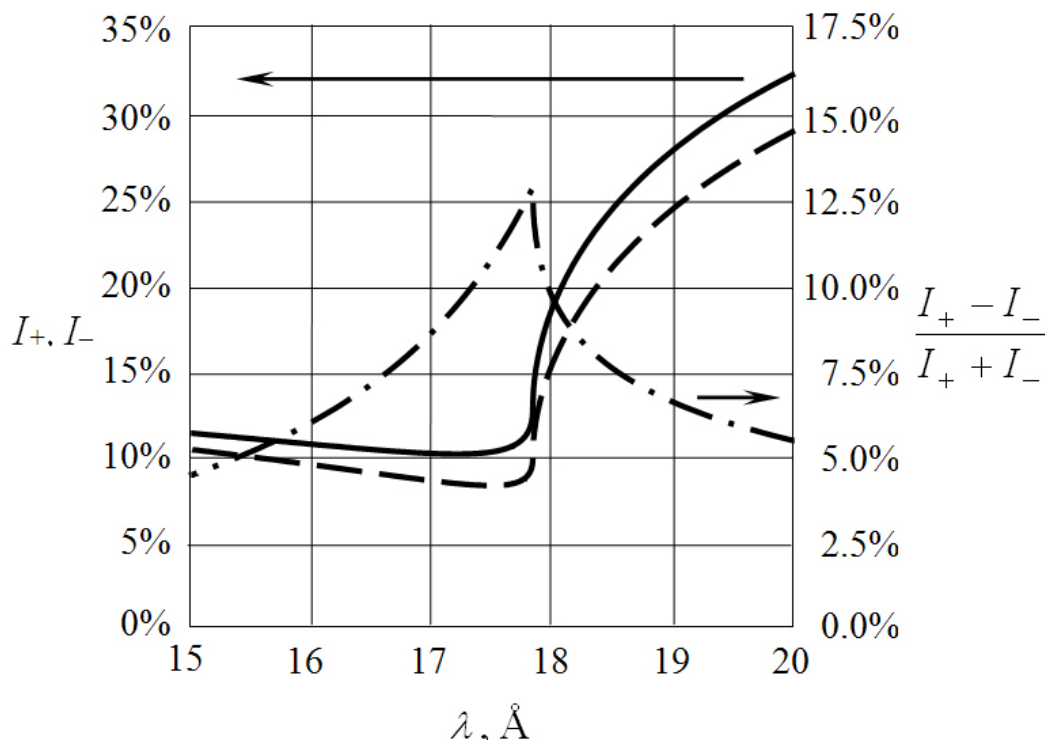


Рисунок 2.4. Результаты расчёта последовательного отражения от трёх магнитных зеркал в зависимости от длины волн нейтронов. Сплошной и прерывистой линией изображены интенсивности прохождения для прямого и обратного по времени процессов, штрих-пунктирной – величина относительной невязимости.

Полученные результаты хорошо согласуются с оценками. Относительная величина невязимости достигает 12.5% при коэффициенте отражения порядка 10–20%. Заметим, что проведение такого эксперимента затруднительно из-за нескольких факторов. Во-первых, достаточно малая величина невязимости. Во-вторых, сложность правильной установки и юстировки зеркал друг относительно друга. В-третьих, как правило нейтронно-рефлектометрические эксперименты проводятся в присутствии внешнего «ведущего» поля, поэтому зеркала будут этим полем подмагничиваться и также нейтроны будут прецессировать в этом поле при пролёте между зеркалами. Таким образом, проведение эксперимента по измерению невязимости последовательного отражения нейтронов тремя зеркалами представляет сложную экспериментальную задачу.

### 2.3.2. Рассеяние на геликоидальном распределении

Ещё одной задачей, допускающей точное решение, является задача о малоугловой дифракции на среде с геликоидальной намагниченностью. Как было упомянуто в главе 1, такие распределения возникают в кристаллах силицида марганца при низких температурах и приложении внешнего магнитного поля. Как и в случае с магнитными зеркалами, запишем уравнение Шрёдингера для движения нейтронов в среде с геликоидальным магнитным полем в безразмерном виде

$$\left( -\Delta + 1 + k_b^2 \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-iqz} \\ \sin \theta e^{iqz} & -\cos \theta \end{pmatrix} \right) \hat{\psi} = k_0^2 \hat{\psi}, \quad (2.71)$$

где угол  $\theta$  – половина угла раствора конуса геликоида и  $q$  – волновое число, соответствующее периоду геликоида. Собственные функции этого уравнения хорошо известны [11,55].

$$\hat{\psi}_{\pm}(k, p) = \begin{pmatrix} \frac{\delta_{\pm}(k)}{\sqrt{1+\delta_{\pm}^2(k)}} e^{-iqz/2} \\ e^{iqz/2} \end{pmatrix} e^{ikz} e^{ipx}. \quad (2.72)$$

где

$$\delta_{\pm}(k) = \frac{k_b^2 \cos \theta - kq \pm \sqrt{k_b^4 - 2kqk_b^2 \cos \theta + k^2q^2}}{k_b^2 \sin \theta} \quad (2.73)$$

и проекции  $k, p$  волнового вектора в среде связаны с энергией падающего нейтрона следующим дисперсионным соотношением

$$k_0^2 = k^2 + p^2 + \frac{q^2}{4} + 1 \pm \sqrt{k_b^4 - 2kqk_b^2 \cos \theta + k^2q^2}. \quad (2.74)$$

Рассмотрим случай, когда монокристалл ориентирован таким образом, что ось геликоида направлена вдоль поверхности вакуум-кристалл и лежит в плоскости рассеяния нейтронов. Решим задачу о прохождении нейтронов через кристалл при направлениях падения, близких к нормали (Рис. 2.5). Заметим, что дивергенция намагниченности в такой задаче отлична от нуля на границах вакуум-ферромагнетик. Вектор магнитной индукции в таком случае не будет совпадать с магнитным полем, записанным в 2.71. Решая простую магнитостатическую задачу, легко показать, что поле рассеяния периодически «заряженной» плоскости будет спадать в пространстве как  $\exp(-qx)$ . В нашей задаче мы

считаем, что толщина ферромагнитного кристалла значительно больше масштаба спада-  
ния поля, поэтому эффектами, возникающими из-за полей рассеяния мы пренебрежём.

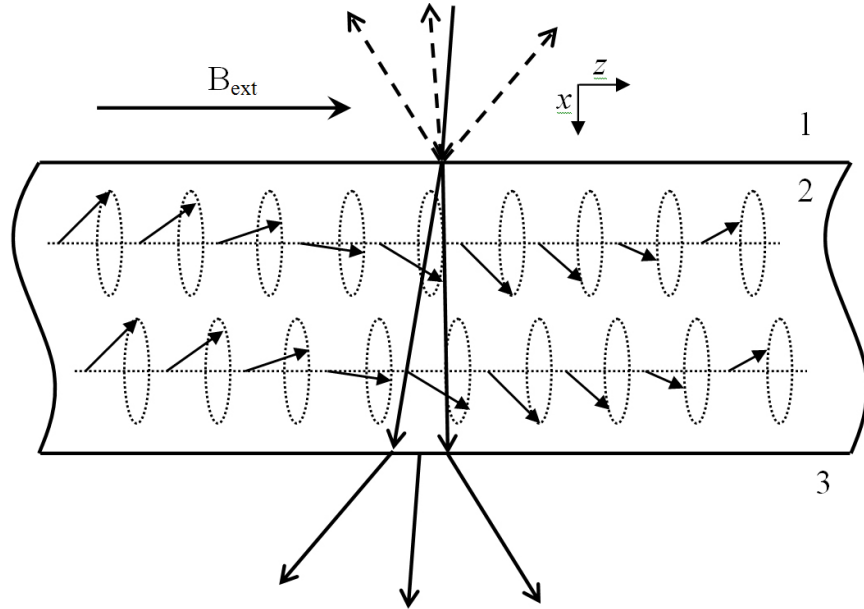


Рисунок 2.5. Малоугловое рассеяние неполяризованных нейтронов на геликоиде

Для нахождения коэффициентов отражения и прохождения воспользуемся гранич-  
ными условиями для волновой функции и её производной на границах 1–2 и 2–3  
(Рис. 2.5).

$$\begin{cases} \hat{\psi}_0(x=0) + \hat{\psi}_R(x=0) = \hat{\psi}_H(x=0), \\ \partial_x \hat{\psi}_0(x=0) + \partial_x \hat{\psi}_R(x=0) = \partial_x \hat{\psi}_H(x=0), \\ \hat{\psi}_H(x=L) = \hat{\psi}_T(x=L), \\ \partial_x \hat{\psi}_H(x=L) = \partial_x \hat{\psi}_T(x=L), \end{cases} \quad (2.75)$$

где  $\hat{\psi}_{0,R,T}$  – соответствующие волновые функции падающих, отраженных и прошедших  
нейтронов,  $\hat{\psi}_H$  – волновая функция в среде,  $\partial_x$  – частная производная по  $x$ . Гранич-  
ные условия (2.75) справедливы в любой точке  $z$  при  $x = 0, L$ . Все волновые функции  
имеют осциллирующий характер и пространственные частоты в левой и правой частях  
равенств (2.75) должны совпадать. Из вида волновой функции в среде (2.72) видно, что  
компоненты спинора в среде всегда сдвинуты на пространственную частоту  $q$ . Если па-

дающий пучок нейтронов имеет вид  $\hat{\psi}_0(k_{0z}, p_0) = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} e^{ik_{0z}z} e^{ip_0x}$ , то в (2.74) возможны два варианта: либо  $k - q/2 = k_{0z}$ , либо  $k + q/2 = k_{0z}$ . В первом случае совпадают пространственные частоты первых компонент спиноров, во втором случае – вторых компонент. Как было замечено выше, пространственные частоты компонент спиноров в среде всегда сдвинуты на  $q$ . Соответственно, для удовлетворения граничных условий (2.75) необходимо добавить в волновые функции  $\hat{\psi}_0$  и  $\hat{\psi}_T$  кроме  $k_{0z}$  пространственные частоты  $k_{0z} \pm q$ . Это означает, что в отраженном и прошедшем пучке будут присутствовать дифракционные пики первого порядка. Так как на  $q$  сдвинуты разные компоненты спинора, то дифрагировавшие нейтроны всегда будут соответствовать процессам рассеяния с переворотом спина. Волновая функция отраженных нейтронов в области 1 выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_R = & \begin{pmatrix} r_{11} \\ r_{22} \end{pmatrix} \exp[ik_{0z}z] \exp[-ip_0x] + \begin{pmatrix} r_{21} \\ 0 \end{pmatrix} \exp[i(k_{0z} - q)z] \exp[-ip_-x] + \\ & + \begin{pmatrix} 0 \\ r_{12} \end{pmatrix} \exp[i(k_{0z} + q)z] \exp[-ip_+x], \end{aligned} \quad (2.76)$$

где  $r_{11,22}$  – амплитуды волновой функции, соответствующие зеркальному отражению,  $r_{12,21}$  – амплитуды дифракционных пиков в отраженном пучке. При этом  $(k_z \pm q)^2 + p_{\pm}^2 = k^2$ . Волновая функция прошедших нейтронов имеет похожую структуру

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_T = & \begin{pmatrix} t_{11} \\ t_{22} \end{pmatrix} \exp[ik_{0z}z] \exp[ip_0x(x - L)] + \begin{pmatrix} t_{21} \\ 0 \end{pmatrix} \exp[i(k_{0z} - q)z] \exp[ip_-(x - L)] + \\ & + \begin{pmatrix} 0 \\ t_{12} \end{pmatrix} \exp[i(k_{0z} + q)z] \exp[ip_+(x - L)]. \end{aligned} \quad (2.77)$$

В среде волновая функция состоит из восьми слагаемых, которые соответствуют четырём волнам, распространяющимся по оси  $x$ , и четырём против оси  $x$  – отраженных от



границы 2–3

$$\begin{aligned}\hat{\psi}_H = & C_1\hat{\psi}_+(k_{0z} + \frac{q}{2}, p_1) + C_2\hat{\psi}_-(k_{0z} + \frac{q}{2}, p_2) + C_3\hat{\psi}_+(k_{0z} - \frac{q}{2}, p_3) + \\ & C_4\hat{\psi}_+(k_{0z} - \frac{q}{2}, p_4) + C_5\hat{\psi}_+(k_{0z} + \frac{q}{2}, -p_1) + C_6\hat{\psi}_-(k_{0z} + \frac{q}{2}, -p_2) + \\ & C_7\hat{\psi}_+(k_{0z} - \frac{q}{2}, -p_3) + C_8\hat{\psi}_+(k_{0z} - \frac{q}{2}, -p_4).\end{aligned}\quad (2.78)$$

Подставляя (2.76,2.77,2.78) в граничные условия (2.75), получаем систему алгебраических уравнений

$$\left\{ \begin{aligned}i_1 + r_{11} &= C_1 + C_5 + C_2 + C_6, \\ i_1 - r_{11} &= (C_1 - C_5)\frac{p_1}{k_{0x}} + (C_2 - C_6)\frac{p_2}{k_{0x}}, \\ r_{12} &= \delta_+(k_{0x} + q/2)(C_1 + C_5) + \delta_-(k_{0x} + q/2)(C_2 + C_6), \\ -r_{12} &= \delta_+(k_{0x} + q/2)(C_1 - C_5)\frac{p_1}{p_+} + \delta_-(k_{0x} + q/2)(C_2 - C_6)\frac{p_2}{p_+}, \\ t_{11} &= C_1e^{ip_1L} + C_5e^{-ip_1L} + C_2e^{ip_2L} + C_6e^{-ip_2L}, \\ t_{11} &= (C_1e^{ip_1L} - C_5e^{-ip_1L})\frac{p_1}{k_{0x}} + (C_2e^{ip_2L} - C_6e^{-ip_2L})\frac{p_2}{k_{0x}}, \\ t_{12} &= \delta_+(k_{0x} + q/2)(C_1e^{ip_1L} + C_5e^{-ip_1L}) + \delta_-(k_{0x} + q/2)(C_2e^{ip_2L} + C_6e^{-ip_2L}), \\ t_{12} &= \delta_+(k_{0x} + q/2)(C_1e^{ip_1L} - C_5e^{-ip_1L})\frac{p_1}{p_+} + \\ &+ \delta_-(k_{0x} + q/2)(C_2e^{ip_2L} - C_6e^{-ip_2L})\frac{p_2}{p_+}, \\ i_2 + r_{22} &= \delta_+(k_{0x} - q/2)(C_3 + C_7) + \delta_-(k_{0x} - q/2)(C_4 + C_8), \\ i_2 - r_{22} &= \delta_+(k_{0x} - q/2)(C_3 - C_7)\frac{p_3}{k_{0x}} + \delta_-(k_{0x} - q/2)(C_4 - C_8)\frac{p_4}{k_{0x}}, \\ r_{21} &= C_3 + C_7 + C_4 + C_8, \\ -r_{21} &= (C_3 - C_7)\frac{p_3}{p_-} + (C_4 - C_8)\frac{p_4}{p_-}, \\ t_{22} &= \delta_+(k_{0x} - q/2)(C_3e^{ip_3L} + C_7e^{-ip_3L}) + \delta_-(k_{0x} - q/2)(C_4e^{ip_4L} + C_8e^{-ip_4L}), \\ t_{22} &= \delta_+(k_{0x} - q/2)(C_3e^{ip_3L} - C_7e^{-ip_3L})\frac{p_3}{p_-} + \\ &+ \delta_-(k_{0x} - q/2)(C_4e^{ip_4L} - C_8e^{-ip_4L})\frac{p_4}{p_-}, \\ t_{21} &= C_3e^{ip_3L} + C_7e^{-ip_3L} + C_4e^{ip_4L} + C_8e^{-ip_4L}, \\ t_{21} &= (C_3e^{ip_3L} - C_7e^{-ip_3L})\frac{p_3}{p_-} + (C_4e^{ip_4L} - C_8e^{-ip_4L})\frac{p_4}{p_-}.\end{aligned}\right.\quad (2.79)$$

Явные выражения для амплитуд отражения и прохождения громоздки и приведены в приложении (А.1-А.8). Для вычисления интенсивности, регистрируемой детектором, необходимо взять отношение потоков. Т.е. в случае коэффициентов дифракции при прохождении

$$T_{12,21} = \frac{p_{+,-} |t_{12,21}|^2}{k_{0x}}. \quad (2.80)$$

Покажем, к каким особенностям рассеяния приводит некомпланарность распределения магнитной индукции. В соответствии со свойствами дифференциального сечения рассеяния (2.30), для наблюдения невзаимных эффектов достаточно изменить знак магнитного поля на противоположный в каждой точке пространства. В случае рассеяния на некомпланарном геликоиде достаточно поменять только направление внешнего магнитного поля. Действительно, дифференциальное сечение инвариантно относительно вращений магнитного поля, но при повороте на  $\pi$  вокруг оси  $z$  две проекции магнитного поля поменяют знак.

$$\hat{R}_{z,\pi} \begin{pmatrix} -B_0 \cos qz \\ -B_0 \sin qz \\ -B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_0 \cos qz \\ B_0 \sin qz \\ -B_z \end{pmatrix}. \quad (2.81)$$

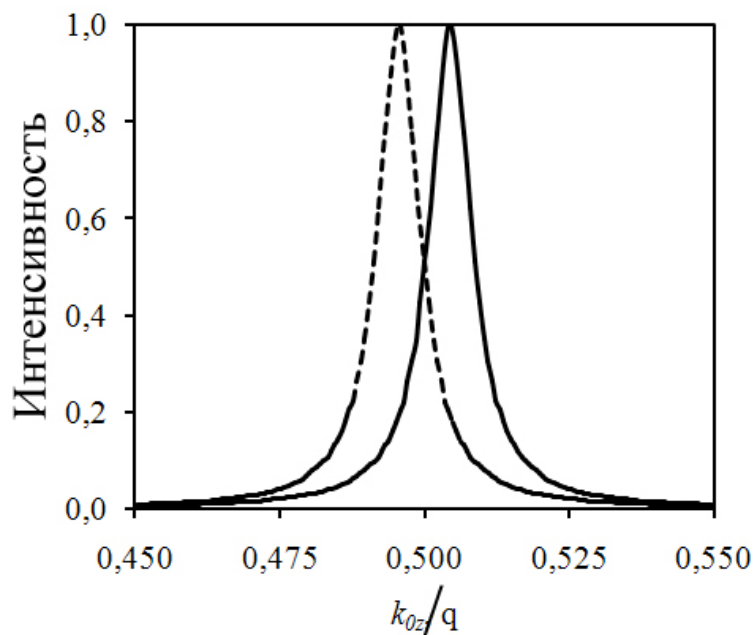


Рисунок 2.6. Расчёт  $T_{21}$  при рассеянии на MnSi

Рассмотренная система является дифракционной решёткой, поэтому при прохождении коэффициент дифракции  $T_{21}$  будет иметь особенность при падении нейтронов с проекцией волнового вектора  $k_{0z} \approx q/2$ . Ядерный потенциал равен  $V_{nuc} \approx 1.478 \times 10^{-27}$  Дж, величина магнитного потенциала  $V_{mag} \approx 1.889 \times 10^{-27}$  Дж, волновой вектор геликоида  $q \approx 0.036 \text{ \AA}^{-1}$ . Данные взяты из работ [53, 61]. Абсолютная величина внешнего поля составляет 1 кЭ. В зависимости от направления приложенного поля меняется положение дифракционного пика. Покажем, что сдвиг дифракционного максимума возможен только в некомпланарной системе. Допустим, что кристалл MnSi с плоским геликоидальным распределением и внешнее поле представляют собой два независимых рассеивателя. Плоский геликоид является неколлинеарным и даёт процессы рассеяния с переворотом спина. Внешнее поле аналогично однородно намагниченному зеркалу и, соответственно, преломление на нём зависит от того направлен ли спин нейтрона по полю или против поля. Как показано выше, невзаимные эффекты наблюдаются только за рамками однократного рассеяния. Для простоты рассмотрим процесс двукратного рассеяния. Тогда после дифракции на геликоиде с переворотом из состояния «-» в состояние «+» нейтрон преломляется на однородном внешнем магнитном поле. Ясно, что в этом случае, интенсивность рассеяния зависит от взаимной ориентации спинового состояния «+» и внешнего поля. Учитывая, резонансный характер  $T_{21}$  вблизи  $k_{0z} \approx q/2$  мы будем получать сдвиг резонанса, линейный по магнитному полю. Величина сдвига составляет порядка  $0.01q \approx 3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$  (рис. 2.6).

## 2.4. Выводы

В данной главе были теоретически рассмотрены свойства дифференциального сечения упругого рассеяния неполяризованных тепловых нейтронов. Показано, что рассеяние на компланарных системах обладает дополнительной симметрией по сравнению с рассеянием на системах с некомпланарным распределением магнитной индукции общего вида.

Выведена формула двукратного рассеяния в рамках теории возмущений. Сделан расчёт в рамках теории возмущений рассеяния электронов на модельных системах, состоящих из трёх точечных рассеивателей. Также рассмотрены две системы, в которых сделан точный расчёт рассеяния. Первая система – три ферромагнитных зеркала. По-

казано, что последовательное отражение от трёх зеркал является невзаимным в случае, когда намагниченности зеркал составляют некопланарную тройку векторов. Причём величина невзаимности пропорциональна смешанному произведению  $(\vec{B}_1 \cdot [\vec{B}_2 \times \vec{B}_3])$ , где  $\vec{B}_j$  – магнитная индукция в соответствующем зеркале. В рамках динамической дифракции рассчитано рассеяние на монокристалле MnSi с геликоидальным распределением намагниченности. Показано, что некопланарность магнитного поля ведет к сдвигу пиком малоугловой дифракции.

### **3. Постановка эксперимента по невзаимному прохождению нейтронов через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле**

В данной главе рассматривается последовательное отражение нейтронов от двух магнитных зеркал во внешнем поле. При этом зеркала выступают в роли поляризаторов, а внешнее поле является вращателем поляризации. В данной схеме величина невзаимности достаточна для экспериментальной регистрации. Действительно, в случае, если оба зеркала являются идеальными поляризаторами, то максимальный коэффициент прохождения неполяризованных нейтронов достигнет величины  $1/2$ . При включении внешнего поля, перпендикулярного этим зеркалам, магнитные моменты нейтронов, поляризованные при отражении от первого зеркала, будут испытывать ларморовскую прецессию. Фаза прецессии в свою очередь будет зависеть от скорости нейтронов, расстояния между зеркалами и величины внешнего поля. Подбирая эти параметры можно добиться того, что нейтроны перестанут отражаться от второго зеркала и коэффициент прохождения через всю систему в целом станет равным нулю. Таким образом, относительная величина невзаимности достигнет  $\frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = 100\%$ . Очевидно, что в случае реальных зеркал, а не идеальных поляризаторов, данная величина будет меньше.

В данной главе последовательно рассматривается расчёт прохождения нейтронов через систему двух зеркал во внешнем поле, подготовка и аттестация зеркал, а также результаты экспериментов по прохождению нейтронов через такую систему.

### 3.1. Расчёт прохождения через два зеркала во внешнем поле

Рассмотрим систему двух зеркал, находящихся во внешнем магнитном поле. Предположим, что величина поля такова, что поляризация нейтронов за время пролёта между зеркалами прецессирует на  $\pi/2$ . Если зеркала являются идеальными поляризаторами и намагничены перпендикулярно друг другу, для прямого процесса (рис. 3.1а) коэффициент прохождения равен 0.5. Для процесса, в котором положения источника и детектора переставлены (рис. 3.1б), соответственно, коэффициент прохождения будет равен нулю. Ниже рассмотрим расчёт прохождения нейтронов через такую систему.

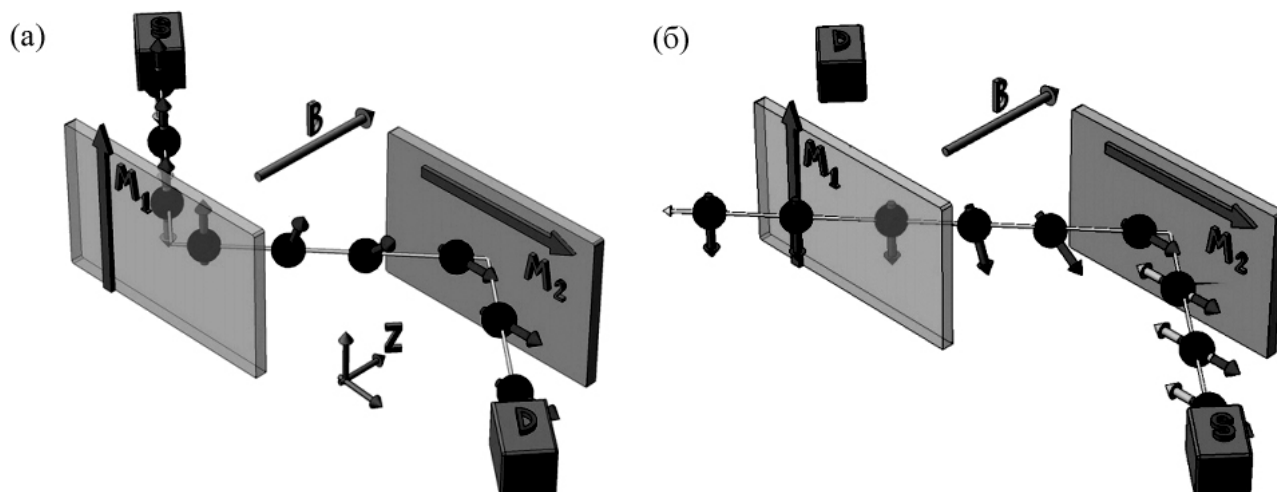


Рисунок 3.1. Система двух зеркал во внешнем магнитном поле.

Реальные зеркала имеют конечную толщину. При этом предположим, что нейтроны, прошедшие в подложку полностью в ней поглощаются. Внешнее перпендикулярное поле достаточно слабое, чтобы не учитывать эффекты пространственного зеемановского расщепления пучка при отражении. Также считаем, что зеркало намагничено однородно и в нём отсутствуют домены. Таким образом, такое зеркало будет иметь коллинеарную намагниченность и процессов с переворотом спина не будет. Для нахождения коэффициентов отражения необходимо записать граничные условия на границах вакуум-

ферромагнетик и ферромагнетик-подложка (стекло). Считаем, что ось квантования  $z$  направлена вдоль магнитной индукции в зеркале, а ось  $x$  по нормали к его поверхности. Ядерный потенциал  $k_{cr}^2$  ферромагнетика равен единице. Граничные условия запишем в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{array}{l} \left( \begin{array}{l} \psi_1 + r_1 \\ \psi_2 + r_2 \end{array} \right) = \left( \begin{array}{l} a_1 + b_1 \\ a_2 + b_2 \end{array} \right), \\ k_x \left( \begin{array}{l} \psi_1 - r_1 \\ \psi_2 - r_2 \end{array} \right) = \left( \begin{array}{l} k_{1x}(a_1 - b_1) \\ k_{2x}(a_2 - b_2) \end{array} \right), \\ \left( \begin{array}{l} a_1 e^{ik_{1x}L} + b_1 e^{-ik_{1x}L} \\ a_2 e^{ik_{2x}L} + b_2 e^{-ik_{2x}L} \end{array} \right) = \left( \begin{array}{l} t_1 \\ t_2 \end{array} \right), \\ \left( \begin{array}{l} k_{1x}(a_1 e^{ik_{1x}L} - b_1 e^{-ik_{1x}L}) \\ k_{2x}(a_2 e^{ik_{2x}L} - b_2 e^{-ik_{2x}L}) \end{array} \right) = k_{glassx} \left( \begin{array}{l} t_1 \\ t_2 \end{array} \right), \end{array} \right. \quad (3.1)$$

где  $L$  – толщина зеркала,  $k_{glassx} = \sqrt{k_x^2 - k_{glass}^2}$  и  $k_{glass}^2$  – ядерный потенциал стекла в безразмерных единицах и  $k_{1,2x}$  взяты из (2.53). Нас интересуют только коэффициенты зеркального отражения.

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{e^{ik_{1x}L}(k_x+k_{1x})(k_{1x}-k_{glassx})+e^{-ik_{1x}L}(k_x-k_{1x})(k_{1x}+k_{glassx})}{e^{ik_{1x}L}(k_x-k_{1x})(k_{1x}-k_{glassx})+e^{-ik_{1x}L}(k_x+k_{1x})(k_{1x}+k_{glassx})}\psi_1, \\ r_2 &= \frac{e^{ik_{2x}L}(k_x+k_{2x})(k_{2x}-k_{glassx})+e^{-ik_{2x}L}(k_x-k_{2x})(k_{2x}+k_{glassx})}{e^{ik_{2x}L}(k_x-k_{2x})(k_{2x}-k_{glassx})+e^{-ik_{2x}L}(k_x+k_{2x})(k_{2x}+k_{glassx})}\psi_2. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Квадраты модулей  $r_{1,2}$  и степень поляризации нейтронов  $\frac{|r_1|^2-|r_2|^2}{|r_1|^2+|r_2|^2}$  приведены на рис. 3.2 в случае, когда зеркало состоит из материала CoFe, толщиной 110 нм на подложке стекла. В данном случае значение  $k_x$  при которых начинается полное внешнее отражение для одной поляризации определяется величиной ядерного потенциала CoFe и магнитной индукции в зеркале  $k_{cr1} = 1 + k_b^2$ , а для другой – ядерным потенциалом стекла, так как  $k_{cr2} = k_{glass}^2 > 1 - k_b^2$ . Величины ядерных потенциалов взять из работы [15].

Движение нейтронов в зазоре между двумя магнитными зеркалами во внешнем магнитном поле также может быть получено как решение системы (3.1) с заменой  $k_{glassx}$  на  $k_x$  и  $k_{1,2x}$  на  $\sqrt{k_x^2 \mp k_{bext}^2}$ , где  $k_{bext}^2 = \frac{2m\mu B_{ext}}{\hbar^2}$  – соответствует потенциалу внешнего магнитного поля  $B_{ext}$ . Для коэффициентов прохождения через зазор с магнитным полем

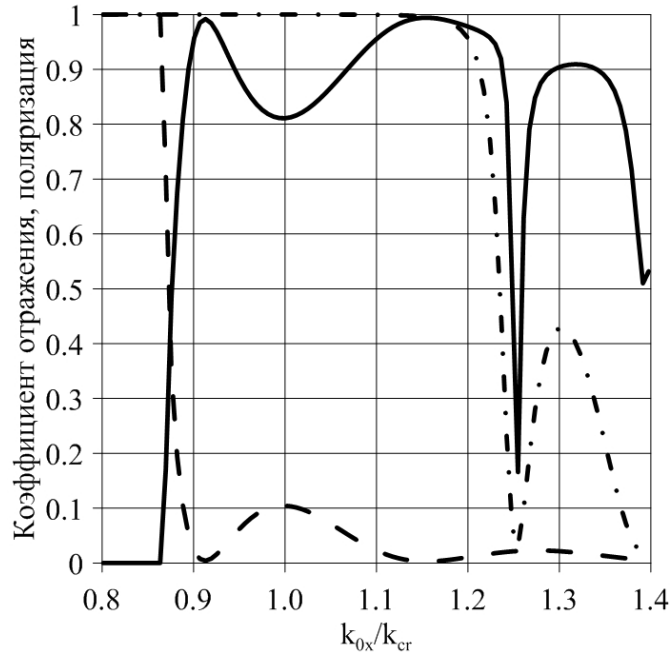


Рисунок 3.2. Коэффициенты отражения нейтронов со спином по (штрих-пунктирная линия) и против намагниченности зеркала (штриховая линия), степень поляризации отраженного нейтронов (сплошная линия).

имеем

$$\begin{aligned}
 t_1 &= \frac{2ik_x k_{1x}}{2ik_x k_{1x} \cos(k_{1x}d) + (k_x^2 + k_{1x}^2) \sin(k_{1x}d)} \psi_1, \\
 t_2 &= \frac{2ik_x k_{2x}}{2ik_x k_{2x} \cos(k_{2x}d) + (k_x^2 + k_{2x}^2) \sin(k_{2x}d)} \psi_2,
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

где  $d$  – толщина зазора между зеркалами. Для малых полей порядка 10–40 Э величина  $k_{\text{bezt}}^2 \ll k_{cr}, k_x$ , так как  $k_x \approx k_{cr}$ . Тогда формулы (3.3) легко разложить в ряд по малому параметру  $\frac{k_{\text{bezt}}}{k_x}$ . Для матрицы прохождения через магнитное поле в этом случае получаем

$$\begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \approx e^{ik_x d} \begin{pmatrix} 1 - \frac{ik_{\text{bezt}}^2 d}{2k_x} & 0 \\ 0 & 1 + \frac{ik_{\text{bezt}}^2 d}{2k_x} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

В силу малости параметра  $\frac{k_{\text{bezt}}}{k_x}$  выражение  $1 \pm \frac{ik_{\text{bezt}}^2 d}{2k_x}$  в первом порядке совпадает с разложением экспоненциальной функции и получим, что

$$\begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \approx e^{ik_x d} \hat{S}_z(-\varphi), \tag{3.5}$$



где угол  $\varphi = \frac{k_{\text{вext}}^2 d}{k_x} = \frac{2m\mu B_{\text{ext}} d}{\hbar^2 k_x}$ . Таким образом, слабое поле в зазоре между зеркалами-поляризаторами играет роль фазовращателя поляризации нейтронов. Действительно, угол поворота поляризации пучка легко получить, умножив частоту прецессии магнитного момента нейтрона  $\omega = \frac{2\mu B_{\text{ext}}}{\hbar}$  на время пролёта нейтронов в зазоре между зеркалами  $\tau = \frac{d/\sin\alpha}{\hbar k/m} = \frac{md}{\hbar k \sin\alpha}$

$$\varphi = \omega\tau = \frac{2\mu B_{\text{ext}}}{\hbar} \frac{md}{\hbar k \sin\alpha}, \quad (3.6)$$

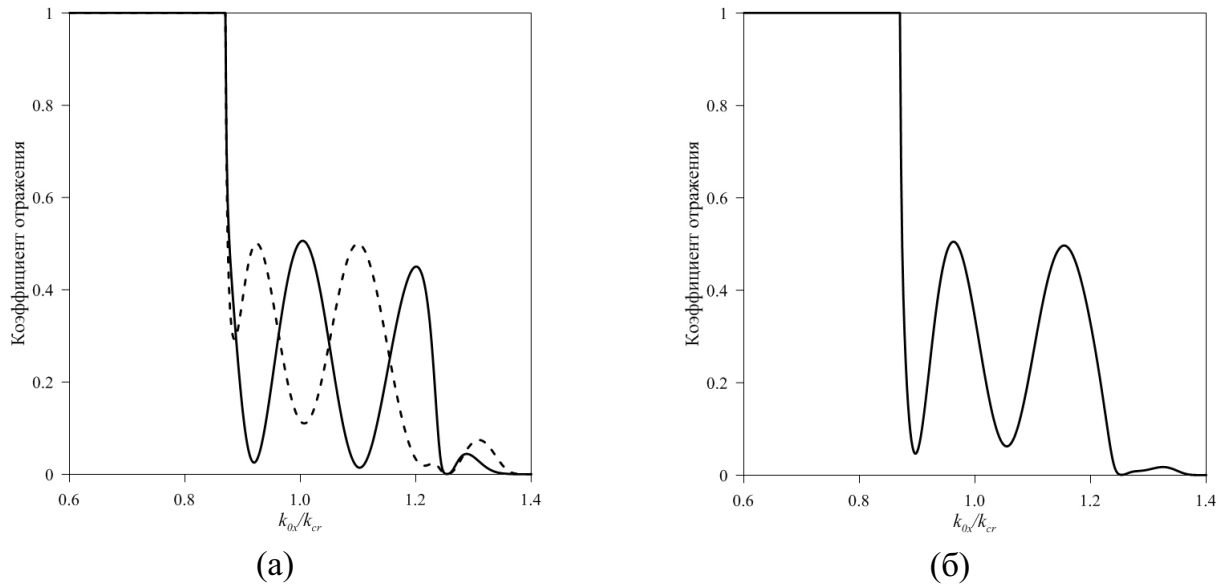


Рисунок 3.3. Коэффициент прохождения через систему двух зеркал во внешнем поле 20 Э. Некомпланарное (а) и компланарное (б) распределения поля. Сплошной и пунктирной линией изображены прямой и обратный по времени процесс прохождения. В компланарной системе прохождение этих двух случаев совпадает.

Амплитудная матрица прохождения через такую систему в случае, если все параметры зеркал одинаковы, запишется в следующем виде

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} r_1 & 0 \\ 0 & r_2 \end{pmatrix} \hat{S}_{32} \begin{pmatrix} t_1 & 0 \\ 0 & t_2 \end{pmatrix} \hat{S}_{21} \begin{pmatrix} r_1 & 0 \\ 0 & r_2 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

где матрицы  $\hat{S}_{32,21}$  – матрицы поворота. В случае, когда зеркала намагничены в одну сторону, т.е. система зеркал компланарна, они могут быть выбраны следующим образом  $\hat{S}_{32,21} = \hat{S}_{y;\pm\pi/2}$ . В некомпланарной системе они могут быть выбраны как  $\hat{S}_{32,21} = \hat{S}_{x,y;-\pi/2}$ . Результаты расчётов прохождения через систему полубесконечных зеркал для случая

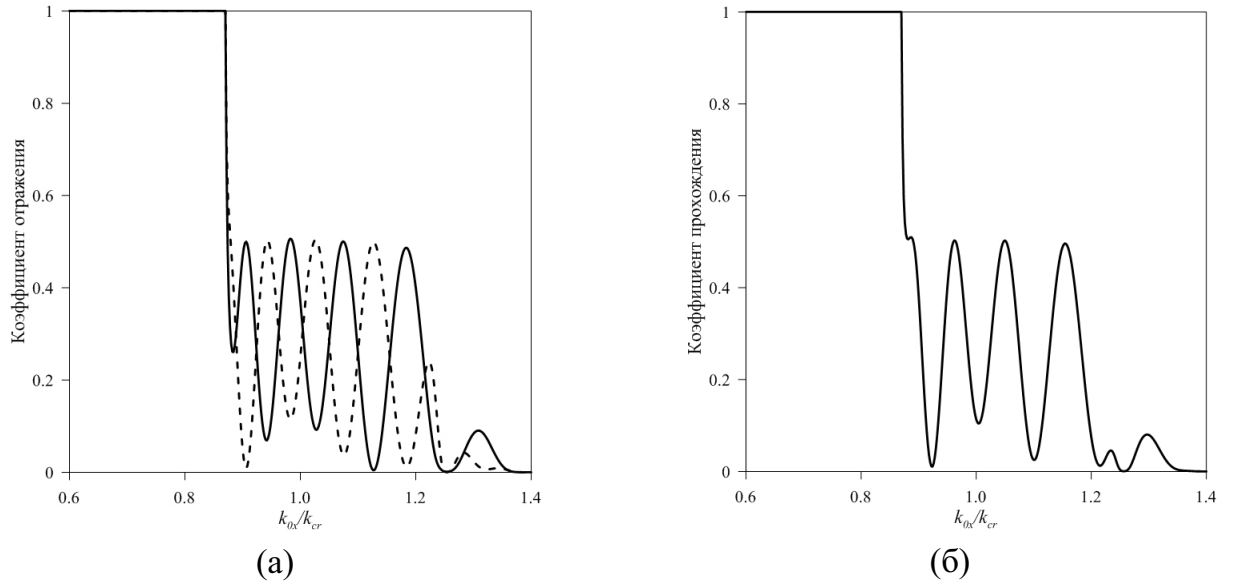


Рисунок 3.4. Коэффициент прохождения через систему двух зеркал во внешнем поле 40 Э. Некомпланарное (а) и компланарное (б) распределения поля. Сплошной и пунктирной линией изображены прямой и обратный по времени процесс прохождения. В компланарной системе прохождение этих двух случаев совпадает.

компланарного и некомпланарного распределения магнитной индукции приведены на рис. 3.3 при внешнем поле 20 Э и рис. 3.4 при поле 40 Э. Хорошо видно, что основные осцилляции, как и ожидалось, лежат в области, где поляризационная эффективность зеркал максимальна (см. рис. 3.2).

Рассмотрим простой случай, когда зеркала являются идеальными поляризаторами, т.е.  $r_1 = 1$  и  $r_2 = 0$ . А в качестве коэффициентов прохождения через внешнее поле выберем  $t_{1,2} = e^{\mp i\varphi/2}$ . Для нахождения коэффициента прохождения через такую систему необходимо воспользоваться известной формулой  $T = Tr [\hat{\rho} \hat{f}^\dagger \hat{f}]$ . Легко получить общую формулу коэффициента прохождения через такую систему для компланарного и некомпланарного распределения поля для прямого и обратного по времени процессов прохождения

$$T_{\pm} = \frac{1 + \cos(\varphi \pm \beta)}{4}, \quad (3.8)$$

где  $\beta$  – угол между намагниченностями зеркал-поляризаторов. В компланарном случае этот угол  $\beta = 0, \pi$ , в некомпланарном же случае для получения максимальной невязимности необходим  $\beta = \pi/2$ .

Сделаем оценки параметров эксперимента для нейтронов с длинами волн 3–7 Å и расстояния между зеркалами равным 0.5 мм. Характерный угол полного внешнего от-

ражения для таких нейтронов порядка 10 мрад. Для наблюдения одной осцилляции в диапазоне длин волн от 3 до 7 Å необходимо, чтобы разница фаз ларморовской прецессии для нейтронов с минимальной и максимальной длинами волн составляла  $2\pi$ .

$$2\pi = \frac{2\mu md}{\hbar^2} \left| \frac{1}{k_3} - \frac{1}{k_7} \right| B_{min}, \quad (3.9)$$

где  $k_{3,7}$  – волновые числа нейтронов с соответствующими длинами волн. Получаем, что магнитное поле должно быть не менее  $B_{ext} > 7 \text{ Э}$ .

Из расходимости пучка нейтронов получим верхнюю оценку магнитного поля. Расходимость пучка оказывает большее влияние на длинноволновые нейтроны, т.к. при одной и той же расходимости пучка и коротковолновых, и длинноволновых нейтронов, времена пролёта последних между зеркалами будут отличаться больше. Для наблюдения невзаимных эффектов необходимо, чтобы фазы ларморовской прецессии для нейтронов с разными углами скольжения  $\alpha \pm \Delta\alpha$  отличались менее, чем на  $\pi$ . Исходя из возможностей экспериментальной установки, шаг гониометра составляет 0.3 мрад, следовательно, расходимость пучка должна быть не менее данной величины

$$\pi = \frac{2\mu md}{k_7 \hbar^2} \left| \frac{1}{\alpha + \Delta\alpha} - \frac{1}{\alpha - \Delta\alpha} \right| B_{max}, \quad (3.10)$$

получаем, что для нейтронов с длиной волны 7 Å и расходимостью пучка 0.3 мрад для поля должно выполняться условие  $B_{ext} < 32 \text{ Э}$ .

В самой установке много ферромагнитных деталей, из-за которых возникают случайные слабые поля. Эти поля также не являются стационарными и могут изменяться с течением времени. Такой дрейф внешнего поля приводит к снижению величины невзаимности, наблюдаемой экспериментально. Эксперимент по измерению невзаимности проходит порядка суток. Оценим предельную величину суточного дрейфа случайного внешнего магнитного поля, который приводит к фазе в  $\pi$  для длинноволновых нейтронов.

$$\pi = \frac{2\mu md}{k_7 \hbar^2 \alpha} \Delta B_{ext}, \quad (3.11)$$

Получаем дрейф поля порядка  $\Delta B_{ext} \approx 2 \text{ Э}$ . Реальные измерения дрейфа поля показали, что в течении суток внешнее поле изменяется в пределах 0.5-1.0 Э.

В нашем эксперименте по измерению прохождения зеркал угол скольжения составлял 7 мрад, угол расходимости пучка нейтронов 0.3 мрад и прикладывались внешние поля в 18 Э и 25 Э. В следующем разделе описана подготовка и аттестация магнитных зеркал для эксперимента.

## 3.2. Подготовка магнитных зеркал для эксперимента

Геометрические размеры магнитных зеркал определяются несколькими факторами. Во-первых, величиной зазора между зеркалами. Зазор должен быть однороден вдоль всей поверхности зеркал. Это легко обеспечить зажав зеркала с обеих сторон, предварительно поместив между ними тонкую стеклянную пластинку толщиной 0.5 мм. Во-вторых, размеры зеркал определяются длиной пролёта нейтронов и шириной пучка нейтронов. Исходя из зазора между зеркалами 0.5 мм и характерного угла скольжения в 7 мрад, получаем, что размеры зеркал должны быть не менее 140 мм. Ширина пучка нейтронов порядка 50 мм. Таким образом, приходим к результату, что зеркала должны быть следующих размеров:  $140 \times 50 \text{ мм}^2$ . Длина траектории пролёта нейтронов при таких размерах будет составлять 70 мм. В качестве подложек используется полированное стекло толщиной 8 мм. Такая подложка обеспечивает достаточную механическую прочность на изгиб. Толщина ферромагнитной плёнки должна также превышать характерную глубину проникновения нейтронов, т.е. превосходить 70 нм. При подготовке зеркал необходимо последовательно проверить их характеристики следующими методиками:

- чистоту и шероховатость исходной подложки методами атомно-силовой микроскопии;
- шероховатость подложки методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии;
- магнитные свойства напылённого зеркала магнитооптическими методами;
- однородность толщины магнитной пленки методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии;
- поляризационные свойства магнитного зеркала методом рефлектометрии поляризованными нейтронами.

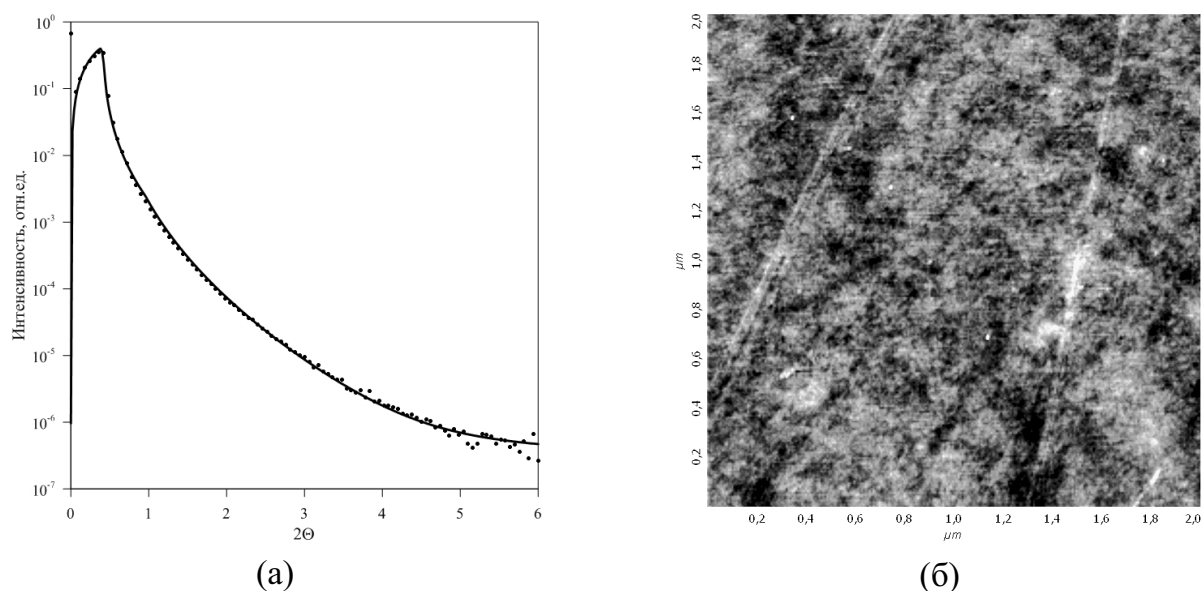
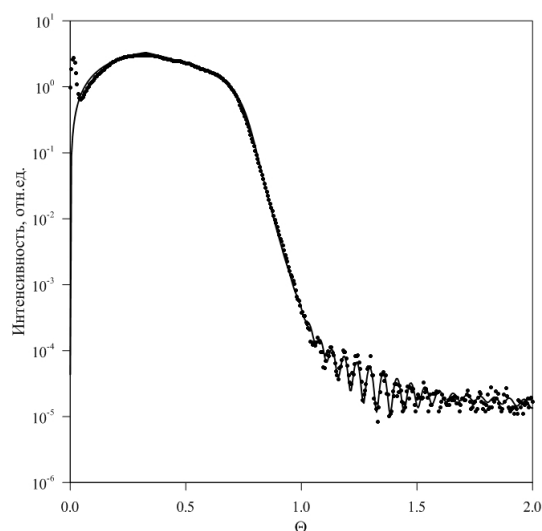


Рисунок 3.5. (а) – Результаты малоугловой рентгеновской рефлектометрии стеклянных подложек. Сплошная кривая – результат моделирования в программном комплексе DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS; (б) – Атомно-силовое изображение поверхности полированной стеклянной подложки.

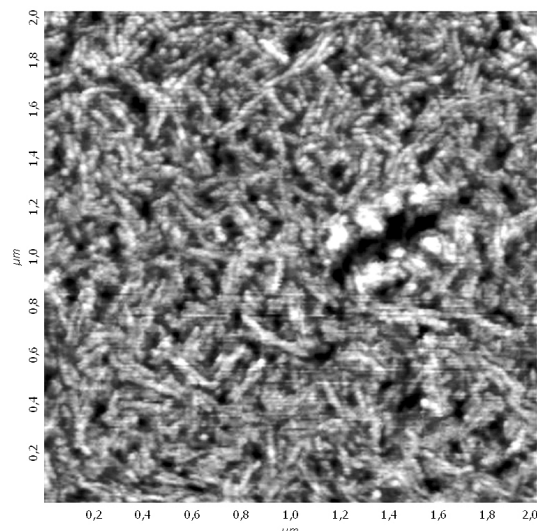
Данные малоугловой рентгеновской рефлектометрии стеклянных подложек приведены на рис. 3.5а. Подгонка кривой осуществленная в программном комплексе DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS. По результатам моделирования установлено, что среднеквадратичная шероховатость поверхности подложки составляет 0.5 нм. Данные измерения хорошо совпадают с результатами атомно-силовой микроскопии подложек (рис. 3.5б).

Металлические пленки формировались методом магнетронного распыления с одной мишени в атмосфере аргона. Базовое давление было не хуже  $1 \times 10^{-7}$  Торр, рабочее давление составляло порядка  $2 \times 10^{-3}$  Торр. Скорость осаждения пленок CoFe составляла порядка 2 нм/мин. Для обеспечения равномерности толщины пленки проводилось вращение подложки с частотой 20 об/мин. Распыление проводилось в конфокальной геометрии расположения магнетрона и подложки, что в совокупности должно обеспечить равномерность толщины пленки на уровне 1% при использовании мишени диаметром 50 мм. В результате напыления нами были получены две пары зеркал.

Толщина, однородность и шероховатость пленок также контролировалась методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии. Характерная кривая отражения приведена на рис. 3.6а. С помощью программного комплекса DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS по осцилляциям интенсивности определена толщину пленки. Измерения отражения про-



(a)



(б)

Рисунок 3.6. (а) – Результаты малоугловой рентгеновской рефлектометрии магнитных пленок. Сплошная кривая – результат моделирования в программном комплексе DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS; (б) – Атомно-силовое изображение поверхности магнитной пленки.

Таблица 3.1. Данные малоугловой рентгеновской рефлектометрии магнитных пленок.

| Номера зеркал | –40 мм |       | 0 мм  |       | +40 мм |       |
|---------------|--------|-------|-------|-------|--------|-------|
|               | h, нм  | σ, нм | h, нм | σ, нм | h, нм  | σ, нм |
| №187          | 120    | 5     | н/д   | н/д   | 122    | 5     |
| №189          | 119    | 6     | н/д   | н/д   | 120    | 6     |
| №193          | 105    | 5     | н/д   | н/д   | 105    | 5     |
| №194          | 106    | 5     | 106   | 5     | 107    | 5     |

водились в нескольких точках зеркал: в центре и в 40 мм в каждую сторону от центра вдоль более длинной стороны зеркала. Результаты такой диагностики магнитных плёнок сведены в таблицу 3.1. Из геометрии предстоящего эксперимента ясно, в отражении нейтронов преимущественно участвуют края зеркал, а не их середина. Поэтому необходимо, чтобы между краями  $\pm 40$  мм были наименьшие отклонения в толщине магнитной пленки. Центральная точка проверялась только для зеркала №194. Как видно из таблицы 3.1, различие толщин зеркал на краях составляют 1-2 нм, т.е. менее 1 %. Однако при росте магнитных пленок такой толщины развивалась шероховатость с 0.5 нм у подложки до 5 нм у готовой магнитной пленки, т.е. среднеквадратичная шероховатость возросла на порядок. Как и для подложки, шероховатость по данным малоугловой рентгеновской рефлектометрии совпадает с данными атомно-силовой микроскопии (рис. 3.6б). Такая ше-

роховатость приводит к падению коэффициента зеркального отражения нейтронов из-за рассеяния. Легко оценить влияние шероховатости по фактору Дебая–Валлера, на который умножается коэффициент отражения идеально гладкого зеркала. В нашем эксперименте характерные величины проекции волновых векторов на нормаль  $10^{-1} \text{ нм}^{-1}$  и экспоненциальный фактор Дебая–Валлера оценивается в 0.8.

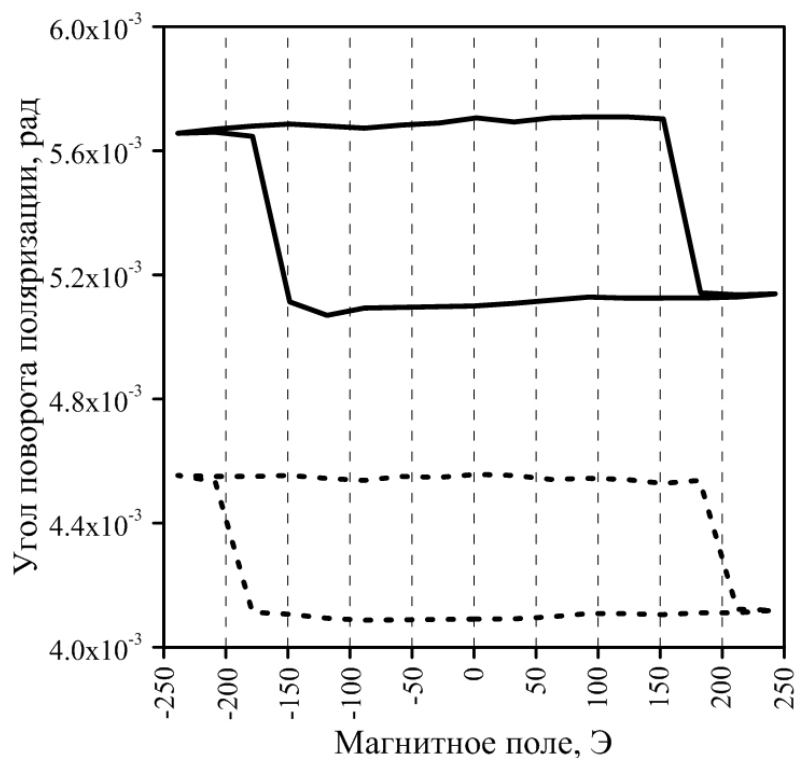


Рисунок 3.7. Петля перемагничивания вдоль длинной (сплошная линия) и короткой (штриховая линия) сторон (точка №1, зеркало №193).

Таблица 3.2. Данные магнитооптических измерений нейтронных зеркал.

|      | $H_{Cx}, \text{ Э}$ | $H_{Cy}, \text{ Э}$ |      | $H_{Cx}, \text{ Э}$ | $H_{Cy}, \text{ Э}$ |
|------|---------------------|---------------------|------|---------------------|---------------------|
| №187 | 115                 | 100                 | №193 | 150                 | 180                 |
|      | 150                 | 100                 |      | 140                 | 140                 |
|      | 140                 | 100                 |      | 140                 | 140                 |
| №189 | 140                 | 140                 | №194 | 150                 | 180                 |
|      | 140                 | 140                 |      | 150                 | 150                 |
|      | 140                 | 140                 |      | 150                 | 180                 |

Одним из этапов проверки магнитных зеркал являлись измерения магнитных свойств пленок по меридиональному магнитооптическому эффекту Керра на лазерном стенде. Особое внимание уделялось форме петли перемагничивания и изотропности магнитных свойств плёнок в плоскости. Необходимо чтобы в любых направлениях и во всех точках петля была прямоугольной и коэрцитивность была более 80 Э. Такая коэрцитивность определяется исходя из максимального внешнего поля, прикладываемаемого в эксперименте. Данные измерений сведены в таблицу 3.2. Как видно из таблицы, не во всех точках и направлениях ширины петель гистерезиса одинаковы. Тем не менее, во всех точках петля является прямоугольной и коэрцитивность достаточна для задач эксперимента. Петли перемагничивания в точке №1 зеркала №193 приведены на рисунке 3.7.

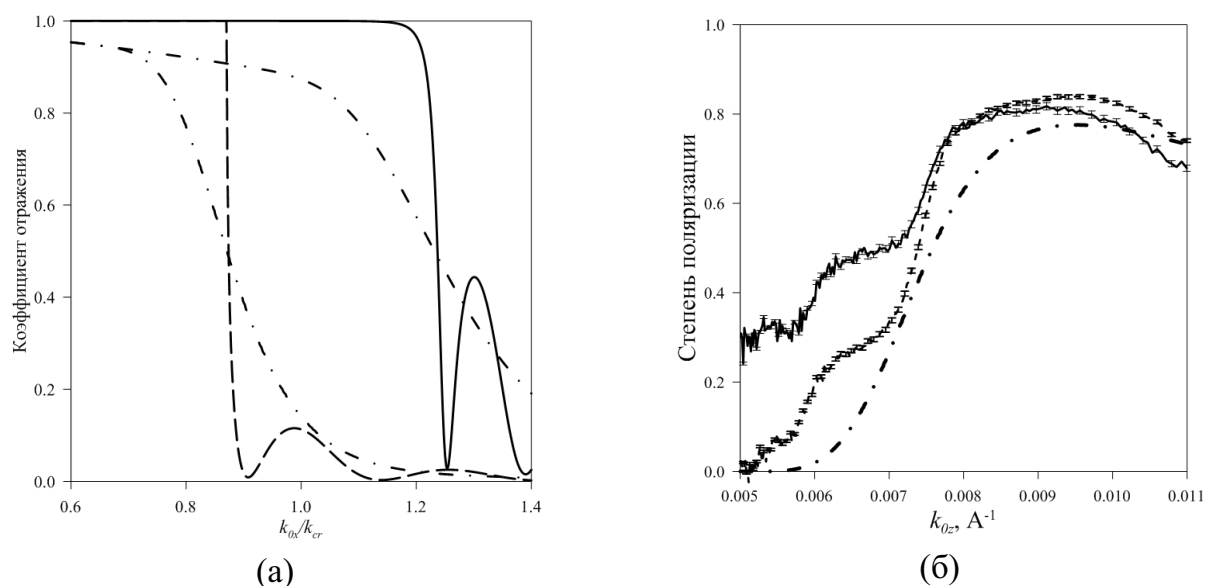


Рисунок 3.8. (а) – Сравнение отражение идеального коллимированного пучка (сплошные линии) и пучка с расходимостью 1 мрад (пунктирные кривые); (б) – Измеренная поляризационная эффективность при приложении поля вдоль поверхности зеркала (пунктирная линия), в нулевом поле (сплошная линия) и результат моделирования (штрих-пунктирные линии).

У зеркал также была измерена поляризационная эффективность на рефлектометре нейтронов REMUR. Измеренную поляризационную эффективность легко смоделировать, положив, что реальный пучок нейтронов имеет расходимость. В рефлектометре расходимость пучка зависит от ширины вертикальных щелей коллиматора. Если считать, что плотность потока нейтронов в пучке относительно его оси имеет нормальное распреде-



ление, то вычислить реальный сигнал на детекторе можно по формуле

$$\langle I_{1,2}(k_x) \rangle = \int |r_{1,2}(k_x + k)|^2 \exp((k_x + k)^2 \sigma^2) \frac{\exp(-\frac{k^2}{2(\delta k)^2})}{2(\delta k)\sqrt{2\pi}} dk, \quad (3.12)$$

где  $\delta k$  – величина, определяемая расходимостью пучка,  $\sigma$  – шероховатость поверхности зеркала, входящая в экспоненциальный фактор Дебая–Валлера. Сравнение точных теоретических коэффициентов отражения и модельных интенсивностей приведено на рис. 3.8а. Для вычисления степени поляризации необходимо вместо точных коэффициентов отражения  $|r_{1,2}|^2$  пользоваться усреднёнными величинами (3.12). На рис. 3.8б штрихпунктирной линией изображена кривая, соответствующая расходимости пучка порядка 1 мрад при угле скольжения 4 мрад. Как видно, качественно она достаточно хорошо соответствует измеренной эффективности зеркала CoFe, в отличие от кривой на рис. 3.2. Поляризационная эффективность зеркала измерялась как при приложении внешнего поля более 1 кЭ вдоль поверхности зеркала, так и в нулевом поле. Измерения показали, что поляризационная эффективность снижается в области малых значений переданного импульса, т.к. несмотря на большую коэрцитивную силу, магнитная плёнка не является однородно намагниченной.

Таким образом, методом магнетронного напыления получены две пары магнитных зеркал, все свойства которых удовлетворяют предъявляемым требованиям. Данные зеркала используются в эксперименте по невзаимному прохождению нейтронов через систему двух зеркал во внешнем поле.

### **3.3. Методика эксперимента на рефлектометре REMUR реактора ИБР-2М**

Измерения коэффициента прохождения нейтронов проводились на рефлектометре поляризованных нейтронов REMUR, находящимся в ОИЯИ (г.Дубна). Источником нейтронов служит импульсный реактор ИБР-2М. Максимальная спектральная плотность нейтронов находится в районе длин волн 1–10 Å, что соответствует диапазону тепловых нейтронов. Устройство рефлектометра позволяет менять геометрические параметры пучка и расположение образца в широких пределах.

В эксперименте сборка из двух магнитных зеркал монтируется на массивном гониометре рефлектометра. Также на гониометр монтируется катушка, размером  $1000 \times 200 \times 150 \text{ мм}^3$ , которая позволяет создавать достаточно однородное внешнее магнитное поле до 50 Э. Для контроля магнитного поля к сборке зеркал подводится щуп магнетометра. На торцах магнитных зеркал непосредственно монтируются полоски кадмия, которые сильно поглощают нейтроны и играют роль дополнительных входной и выходной диафрагм. Важно отметить, что ширина диафрагм выбирается таким образом, чтобы быть меньше ширины зазора между магнитными зеркалами. Благодаря этому входящий и выходящий пучки нейтронов практически не попадают при отражении на края зеркал, где большие поля рассеяния. Геометрический ход пучка нейтронов между зеркалами выглядит следующим образом (рис. 3.9).

Согласно определению (2.30) для измерения величины невязимности необходимо менять местами источник и детектор, либо менять направление магнитного поля на противоположное в каждой точке пространства. Каждое из этих действий в эксперименте требует последующей точной юстировки оптической схемы, чтобы условия отражения точно соответствовали обращённому по времени процессу.

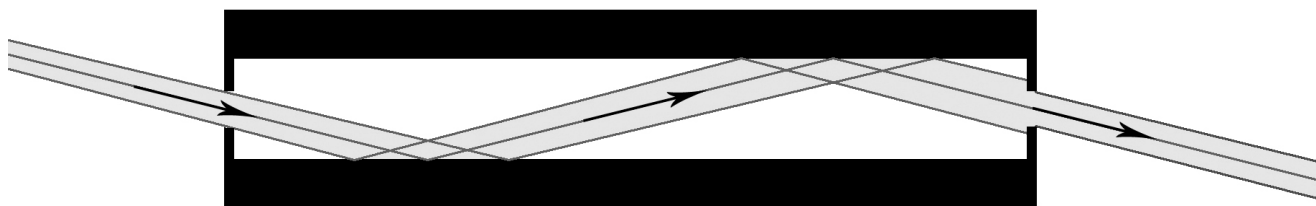


Рисунок 3.9. Геометрический ход пучка нейтронов.

Мы разработали две экспериментальные схемы, которые эквивалентны измерению прямого и обращённого по времени прохождения нейтронов через систему зеркал. Первый эксперимент проводится следующим образом (рис. 3.10а). Измеряется прохождение нейтронов при угле скольжения  $\alpha$ . Нейтроны сначала отражаются от нижнего зеркала, а потом от верхнего. Затем измеряется прохождение нейтронов при угле скольжения  $-\alpha$ .

В этом случае меняется порядок отражения. Сначала нейтроны отражаются от верхнего зеркала, а далее от нижнего. Покажем, что два таких измерения эквивалентны измерению прямого и обратного по времени процессов. Представим, что источник и детектор переставлены местами ( $S_1$  на  $D_1$  и  $D_1$  на  $S_1$ ). Повернём всю систему как целое на угол  $\pi$  вокруг оси  $z$ . После этого воспользуемся симметрией дифференциального сечения рассеяния относительно вращений магнитного поля (2.17) и сделаем поворот поля на угол  $\pi$  вокруг оси  $z$ . Такие преобразования эквивалентны изменению знака угла  $\alpha$  (рис. 3.10а). Во втором эксперименте положение зеркал, источника и детектора фиксированы. При

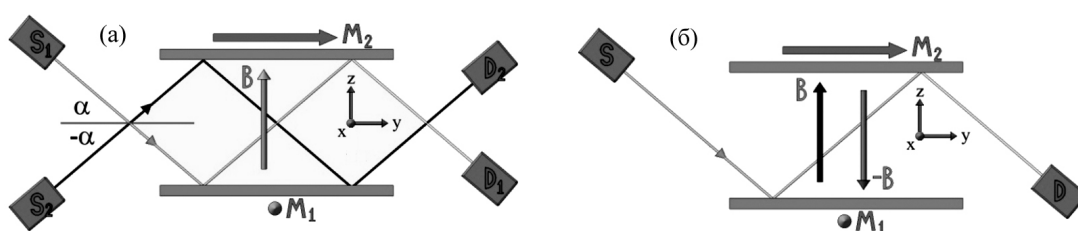


Рисунок 3.10. Две схемы эксперимента по измерению обращённого по времени процесса.

этом проводится два измерения, в которых изменяется знак внешнего магнитного поля (рис. 3.10б). Используя соотношение (2.17) и теорему взаимности (2.29) также легко показать, что такое измерение эквивалентно измерению прохождения в случае прямого и обращённого по времени процессов. Также помимо экспериментов с некопланарной системы были проведены контрольные эксперименты с копланарной системой, в которой зеркала намагничены вдоль оси  $y$ .

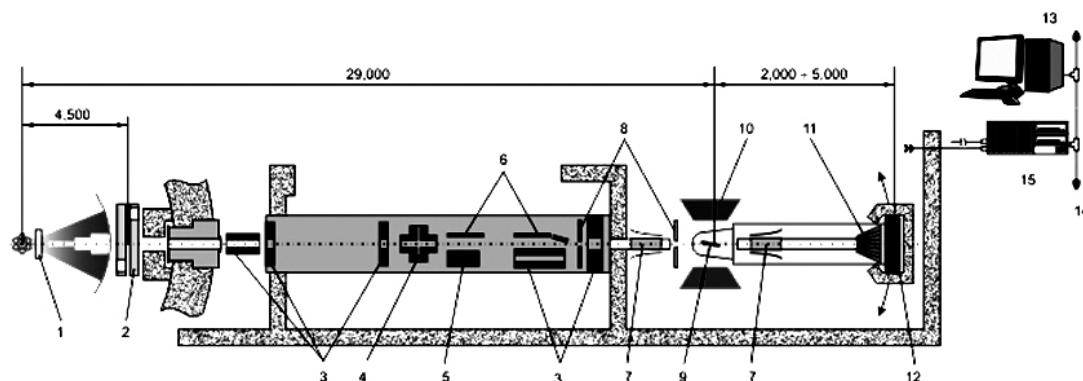


Рисунок 3.11. Принципиальная схема рефлектометра REMUR.

Рассмотрим принципиальную схему спектрометра-рефлектометра REMUR (рис. 3.11). На рисунке цифрами обозначены следующие элементы: 1 – замедлитель нейтронов из активной зоны реактора ИБР-2М; 2 – система вращающихся заслонок-чопперов; 3, 4, 5, 8 – щели и диафрагмы, позволяющие управлять геометрическими параметрами пучка (ширина, высота, расходимость); 6 – суперзеркальные поляризаторы пучка нейтронов; 7 – радиочастотные спин-флипперы, позволяющие управлять поляризацией пролетающего через них пучка; 9, 10 – стол гониометра и электромагнит; 11 – верный анализатор поляризации; 12 – двухкоординатный детектор нейтронов; 13–15 – блок обработки сигналов. Так как и в вакууме, и в атмосфере из-за наличия ферромагнитных деталей в установке существуют случайные слабые магнитные поля, необходимо каким-либо образом сохранять спиновую поляризацию пучка нейтронов. Для этого на всем протяжении оптического пути нейтронов от поляризатора 6 до детектора 12 установлены постоянные магниты, создающие ведущее поле, в котором спин нейтрона сохраняет свое направление. В установке дополнительно установлены два радиочастотных спин-флиппера: до и после образца. При включении спин-флиппера, спин нейтрона при пролёте через него с вероятностью, близкой к 1, меняет своё направление. Таким образом, на рефлектометре возможно исследовать любые процессы как с переворотом, так и без переворота спина.

Двухкоординатный детектор нейтронов представляет из себя многопроволочную камеру, заполненную смесью пропана и  $^3\text{He}$ . Регистрация нейтронов основана на реакции захвата нейтрона изотопом гелия с последующим распадом на ядро трития и протон и их регистрации  $^3\text{He} + n^0 \rightarrow ^3\text{H} + p^+ + 764 \text{ кэВ}$ . Расстояние от замедлителя 1 до детектора 12 составляет более 30 м. Нейтроны с длинами волн 1–10 Å имеют скорость 4–40 км/с. Таким образом, расстояние между замедлителем и детектором они пролетают за характерное время 0.8–8.0 мс. Детектор нейтронов также обладает временным разрешением. Измеряя разницу времени (время пролёта) между сигналом детектора, обусловленным быстрыми нейтронами из активной зоны при импульсной ядерной реакции, и сигналом, обусловленным прилетом тепловых нейтронов, легко определить их длину волны.

В эксперименте нам не важна поляризация пучка после прохождения системы двух зеркал, поэтому выходной спин-флиппер и анализатор поляризации не используются. Для получения коэффициента прохождения неполяризованного пучка нейтронов необходимо

последовательно суммировать коэффициент прохождения для нейтронов, чей спин направлен вдоль ведущего поля и против него. Типичное время измерения прохождения при фиксированном угле скольжения и магнитном поле составляет 6–12 часов. Программный комплекс измерительной аппаратуры позволяет автоматически управлять питанием входного спин-флиппера с заданным интервалом времени (15 мин.).

В результате одного измерения получается два трёхмерных массива данных, отвечающих коэффициенту прохождения нейтронов со спином по и против ведущего магнитного поля. Размер массива: 400 каналов по оси  $x$ , 12 каналов по  $y$  и 1550 каналов по времени. Пучок нейтронов попадает только в часть пространственных каналов детектора. Для получения интенсивности прохождения нейтронов в зависимости от длины волны, производится суммирование по соответствующим пространственным каналам детектора и обеим спиновым поляризациям. В следующем параграфе изложена методика обработки экспериментальных данных и расчёт модельных кривых прохождения нейтронов.

### 3.4. Статистический анализ измерений и моделирование эксперимента

Для получения одной кривой прохождения нейтронов как функции длины волны (т.е. времени пролёта) необходимо просуммировать интенсивность в диапазоне каналов по  $x$  и  $y$ , соответствующих двойному отражению нейтронов и разным поляризациям падающего пучка. Также для получения более гладкой кривой суммируется счёт по соседним временным каналам (от 4 до 6 каналов). В итоге получаем некоторую функцию  $N(t_n)$ , где  $t_n$  – номер временного канала. Зная момент времени импульса ядерной реакции, который в наших экспериментах приходился на 24 временной канал, легко пересчитать  $t_n$  в длину волны нейтрона по формуле

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar(t_n - 24)\Delta t}{mL_0}, \quad (3.13)$$

где  $\Delta t$  – длительность одного временного канала,  $L_0$  – расстояние от замедлителя нейтронов до детектора. Подставляя все параметры, получаем простую формулу для пересчёта номера канала в длину волны

$$\lambda_n(\text{Å}) = 0.015(t_n - 24). \quad (3.14)$$

Абсолютную погрешность измерения оценим как квадратный корень из счёта нейтронов, т.е.  $\delta N(\lambda) = \sqrt{N(\lambda)}$ . В силу различных случайных и систематических факторов два измерения, прямого прохождения  $N_+$  и обратного  $N_-$ , никогда не будут совпадать с расчётными. К случайным факторам можно отнести следующие: неоднородность и дрейф внешнего магнитного поля, стабильность потока нейтронов. К систематическим сдвигам в измерении ведет дискретность шага гониометра, точность установки внешнего магнитного поля, угол разориентации зеркал и фоновые нейтроны. Также к систематическому сдвигу может приводить неоднородность толщины магнитного покрытия зеркал, но по данным малоугловой рентгеновской рефлектометрии эта неоднородность мала. Для компенсации шага гониометра, дрейфа и неоднородности внешнего магнитного поля мы увеличиваем расходимость пучка.

При установке угла скольжения  $\pm 3.5$  мрад, пучок нейтронов будет отражаться только от одного из зеркал. Измеряя положение зеркального пучка легко оценить угол установки каждого зеркала относительно пучка нейтронов. Измерив таким образом углы установки каждого зеркала, можно оценить угол их разориентации друг относительно друга. В нашем эксперименте он был менее 0.2 мрад. Спектральная плотность потока нейтронов от источника нейтронов изображена на рисунке 3.12. Чтобы избавиться в результатах измерений от этой неоднородности удобно взять относительную величину невзаимности. Считая при этом мощность потока нейтронов из реактора постоянной, необходимо также нормировать  $N_{\pm}$  на соответствующее время измерения  $t_{\pm}$ , получаем формулу для вычисления невзаимности прохождения

$$\Delta N(\lambda_n) = \frac{N_+(\lambda_n)/t_+ - N_-(\lambda_n)/t_-}{N_+(\lambda_n)/t_+ + N_-(\lambda_n)/t_-}. \quad (3.15)$$

Дополнительно правильность нормировки легко проверить в области больших значений  $\lambda$ , где нейтроны испытывают полное внешнее отражение и коэффициент прохождения системы равен 1. Погрешность относительной невзаимности (3.15) оценивается по формуле погрешности сложной функции

$$\delta \Delta N(\lambda_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta N}{\partial N_+}\right)^2 \delta N_+^2(\lambda_n) + \left(\frac{\partial \Delta N}{\partial N_-}\right)^2 \delta N_-^2(\lambda_n)}. \quad (3.16)$$

Модифицируем выражение (3.12) для расчёта реальной регистрируемой интенсивности с учётом случайных факторов и параметров падающего пучка

$$\langle I(\lambda, H_0, \alpha_0) \rangle = S(\lambda) \iint |r(\lambda, H_0 + H, \alpha_0 + \alpha)|^2 f_\alpha(\alpha_0 + \alpha) f_H(H_0 + H) d\alpha dH + I_N(\lambda), \quad (3.17)$$

где  $S(\lambda)$  – спектральная плотность потока нейтронов (рис. 3.12),  $\alpha$  – угол скольжения на зеркале,  $f_\alpha(\alpha_0 + \alpha)$  – функции распределения плотности потока нейтронов в пучке из-за его расходимости,  $f_H(H)$  – функция, учитывающая неоднородность и дрейф внешнего магнитного поля,  $I_N(\lambda) = Const$  – спектр фоновых нейтронов. Мы считали, что функ-

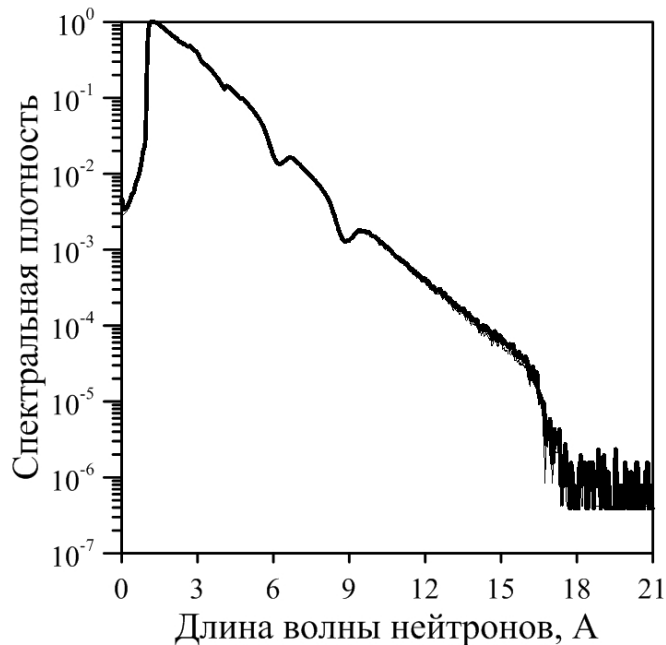


Рисунок 3.12. Спектральная плотность потока нейтронов.

ция распределения плотности потока нейтронов по углу имеет гауссов вид с некоторой дисперсией  $\Delta\alpha$ , а функция внешнего магнитного поля отлична от нуля в некотором промежутке  $H_0 \pm \Delta H$ . Задавая весь набор параметров  $\alpha_0$ ,  $\Delta\alpha$ ,  $H_0$  и  $\Delta H$  по формуле (3.17) получаем некоторую интенсивность прохождения нейтронов. Считаем, что в двух измерениях расходимость пучка и дрейф поля одинаковы. Это справедливо в случаях, когда не меняется геометрия щелей коллиматора нейтронов и измерения проводятся за сравнимые

времени. Далее для пары параметров  $(\alpha_1, H_1)$  и  $(\alpha_2, H_2)$  соответственно вычисляем

$$\Delta I(\lambda) = \frac{I_1(\lambda) - I_2(\lambda)}{I_1(\lambda) + I_2(\lambda)}. \quad (3.18)$$

Точность подбора параметров  $\alpha_1, H_1, \alpha_2$  и  $H_2$  оцениваем по методу наименьших квадратов, минимизируя выражение

$$\sum_n (\Delta I(\lambda_n) - \Delta N(\lambda_n))^2 \rightarrow \min. \quad (3.19)$$

В ходе работы была разработана программа, реализующий подбор  $\alpha_{1,2}$  и  $H_{1,2}$  по методу наименьших квадратов. Текст программы приведен в приложении В.

Для компланарной и некомпланарной системы были проведены измерения прохождения нейтронов при двух абсолютных значениях внешнего поля  $B_{ext} \approx 18$  Э и  $B_{ext} \approx 25$  Э; углах скольжения  $\alpha \approx 6.8$  мрад и  $\alpha \approx -7.1$  мрад. Таким образом, всего было получено 16 зависимостей  $I_i(\lambda_n)$ . Методом наименьших квадратов оптимально подбирать параметры для измерений, которые соответствуют одному значению угла скольжения и различным направлениям внешнего магнитного поля. Все результаты подбора поля и углов скольжения приведены в приложении. Основные результаты моделирования и подбора параметров изображены на рис. 3.13-3.16 и приведены в табл. 3.3.

Таблица 3.3. Параметры эксперимента, полученные методом наименьших квадратов.

| $\alpha$ , мрад        | $H_1$ , Э | $H_2$ , Э | $\Delta  H $ , Э |
|------------------------|-----------|-----------|------------------|
| Некомпланарная система |           |           |                  |
| 6.8                    | 17.45     | -18.75    | 1.30             |
| -7.1                   | 18.40     | -19.50    | 1.10             |
| 6.8                    | 25.70     | -25.10    | 0.60             |
| -7.1                   | 25.20     | -24.00    | 1.20             |
| Компланарная система   |           |           |                  |
| 6.8                    | 19.50     | -19.10    | 0.40             |
| -7.1                   | 17.40     | -17.60    | 0.20             |
| 6.8                    | 25.35     | -25.65    | 0.30             |
| -7.1                   | 24.75     | -24.50    | 0.25             |



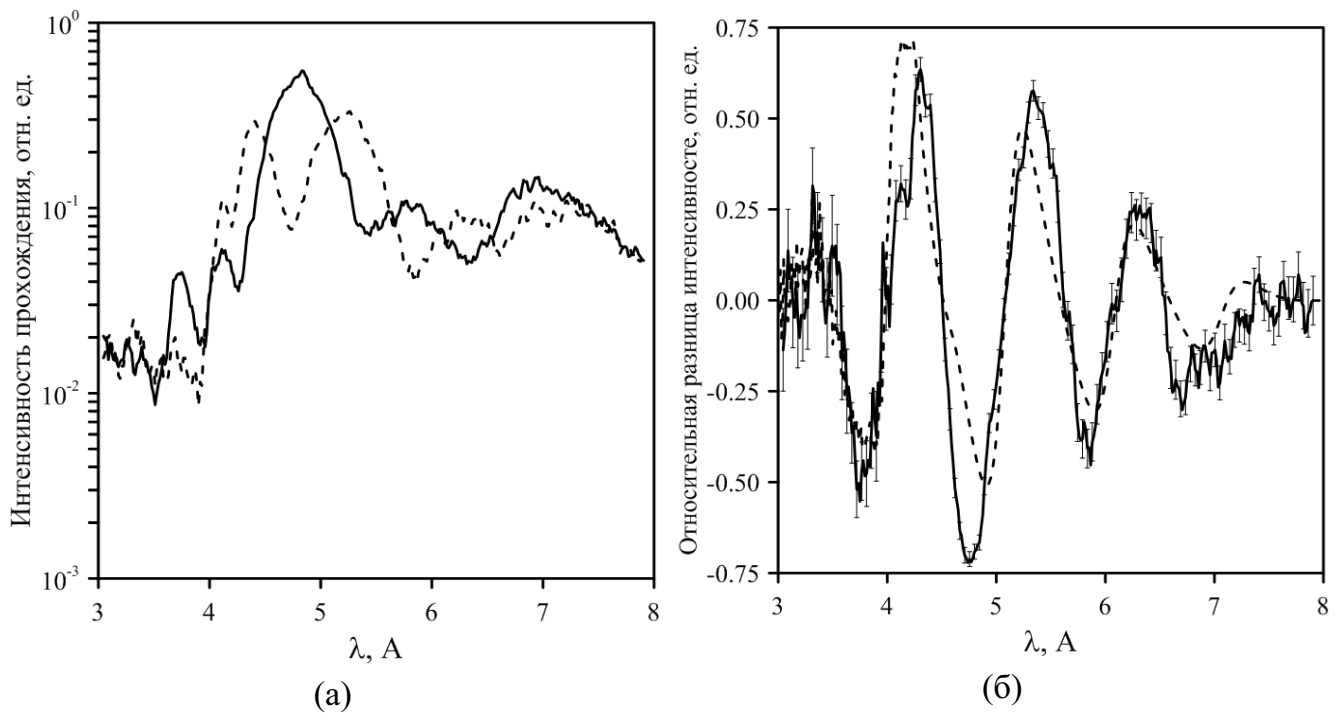


Рисунок 3.13. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 18.40$  Э и  $H_2 = -19.50$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

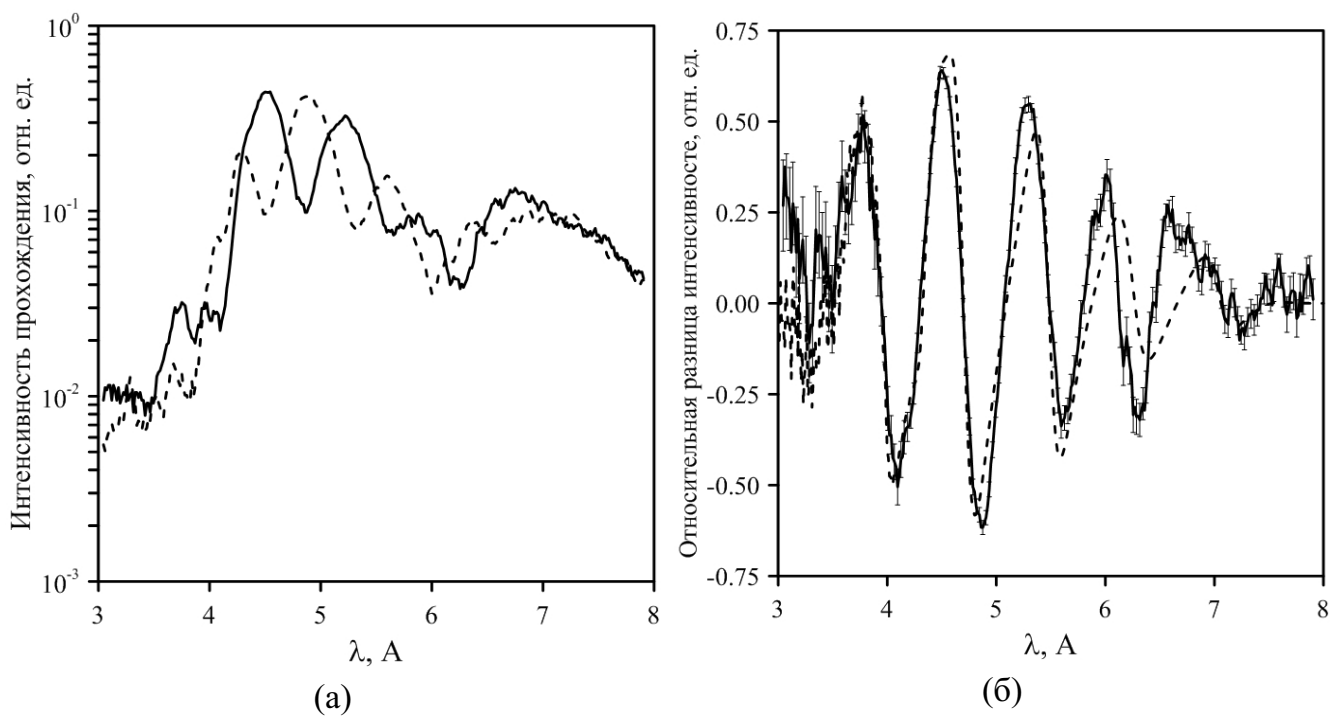


Рисунок 3.14. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 25.20$  Э и  $H_2 = -24.00$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

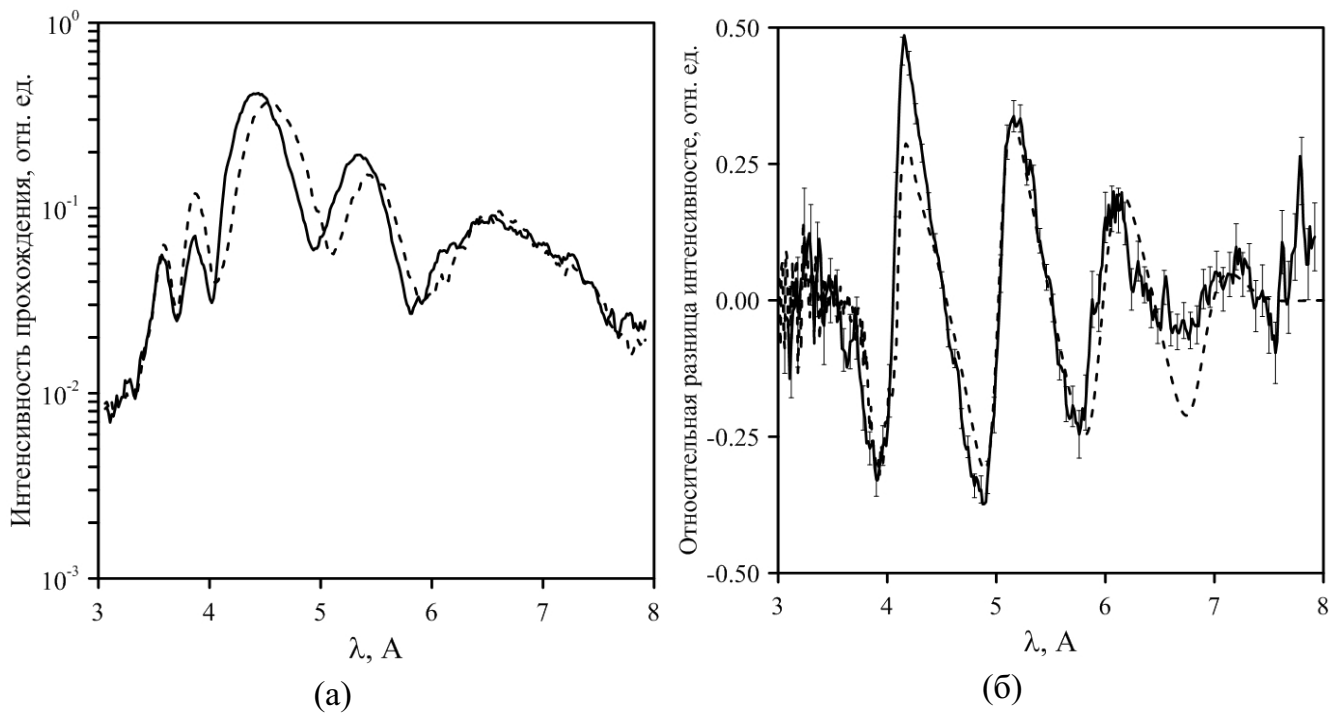


Рисунок 3.15. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = 6.8$  мрад и внешних полях  $H_1 = 19.50$  Э и  $H_2 = -19.10$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

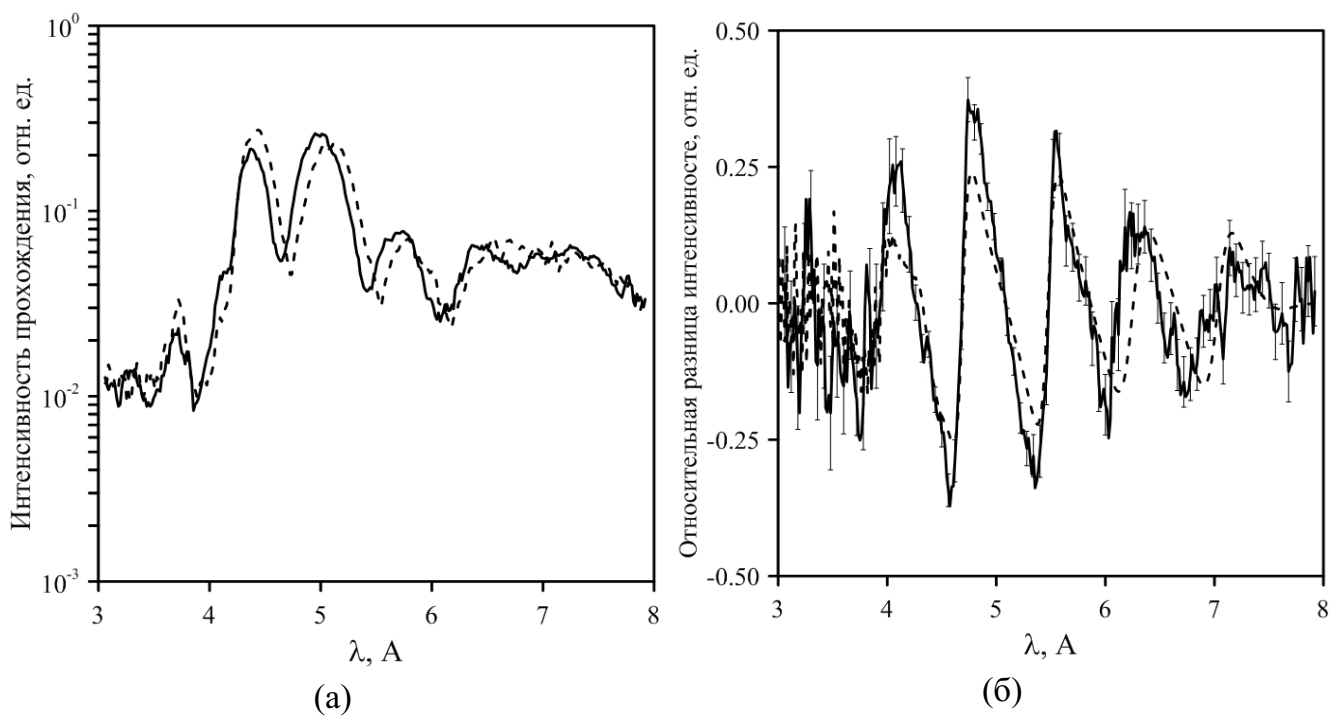


Рисунок 3.16. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 24.75$  Э и  $H_2 = -24.50$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

Как видно из результатов измерений, даже небольшой дрейф средней величины внешнего поля приводит к сдвигу двух измерений относительно друг друга. При этом формально относительная разница двух измерений даже в случае компланарной системы становится достаточно большой и близка к невзаимности в некомпланарной системе.

Для доказательства того, что прохождение через некомпланарную систему является невзаимным, а через компланарную – взаимным, воспользуемся ещё одним статистическим критерием. С учётом известных углов скольжения от зависимостей  $N(\lambda)$  перейдем к зависимостям  $N(k_z)$ . Теперь для пары  $N_{1,2}(k_z)$  вычислим корреляционную функцию

$$\rho(\chi) = \frac{\int (N_1(k_z + \chi/2) - \langle N_1 \rangle) (N_2(k_z - \chi/2) - \langle N_2 \rangle) dk_z}{\sqrt{\int (N_1(k_z + \chi/2) - \langle N_1 \rangle)^2 dk_z \int (N_2(k_z - \chi/2) - \langle N_2 \rangle)^2 dk_z}}, \quad (3.20)$$

где  $\langle N_{1,2} \rangle = \int N_{1,2}(k_z) dk_z$  и аргумент  $\chi$  имеет размерность обратной длины. Для понимания физического смысла корреляционной функции рассмотрим простой случай, когда  $N_1(k_z) = aN_2(k_z + q)$ , где  $a$  – произвольный множитель и  $q$  – произвольный сдвиг. При этом корреляционная функция (3.20) будет иметь один максимум при  $\chi = q$  и  $\rho(q) = 1$ . При этом важно отметить, что исходя из определения (3.20), корреляционная функция всегда  $|\rho(\chi)| \leq 1$ . Иначе говоря, по положению и величине максимума можно судить о сдвиге двух функциональных зависимостей друг относительно друга.

Построим модельные интенсивности прохождения нейтронов через систему двух зеркал с учётом формы спектра нейтронов (рис. 3.12). Вычислим для этих модельных функций вид корреляционной функции и сравним модельную корреляционную функцию с корреляционными функциями, вычисленными на экспериментальных данных. Для удобства, по горизонтальной оси откладывается не абсолютное значение  $\chi$ , а его нормированное значение  $\chi/T_k$ . Величина  $T_k = \frac{\pi \hbar^2 k_z^2}{dm\mu B}$  – квазипериод осцилляций коэффициента прохождения, вычисленный при  $k_z = 0.008 \text{ \AA}^{-1}$ .

Как видно на рис. 3.17-3.20, корреляционные функции для некомпланарных систем имеют два максимума вблизи  $\chi \approx T_k/2$ , а для компланарных – один максимум вблизи  $\chi \approx 0.0$ . Таким образом, корреляционная функция является достаточным доказательством того, что система двух магнитных зеркал во внешнем поле является невзаимной в случае некомпланарного пространственного распределения магнитной индукции.

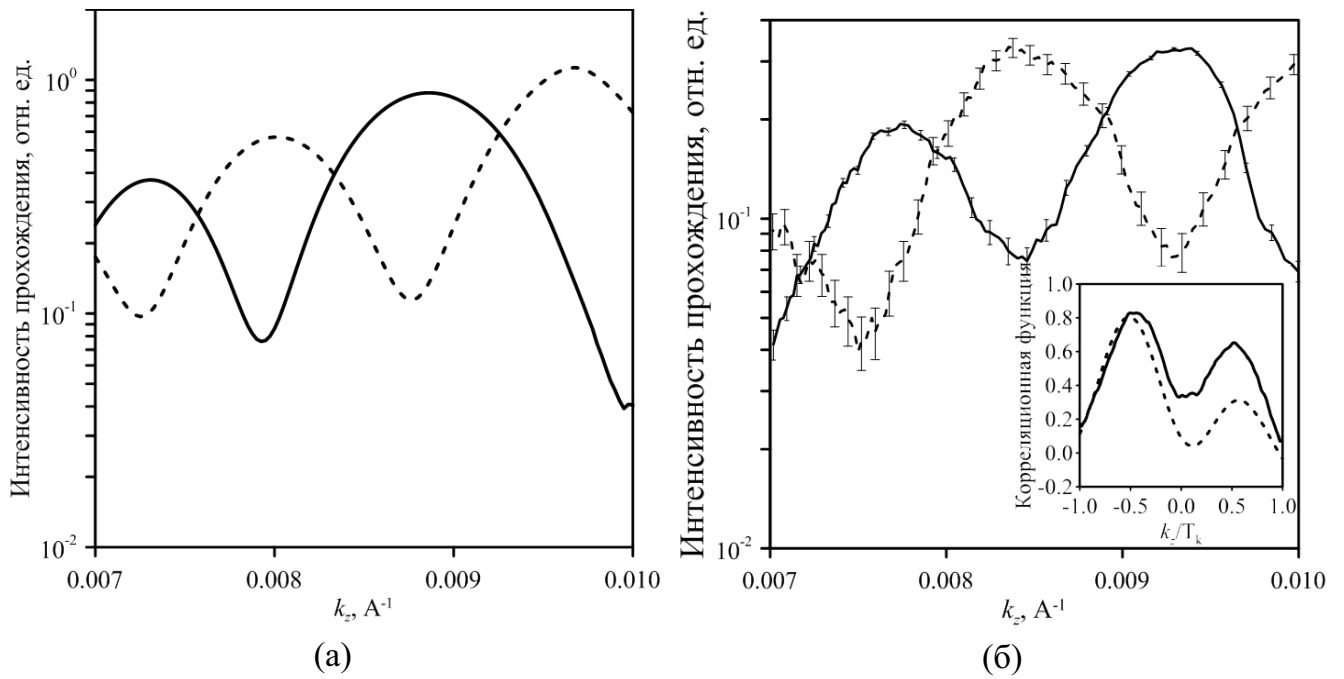


Рисунок 3.17. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через некомпланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.

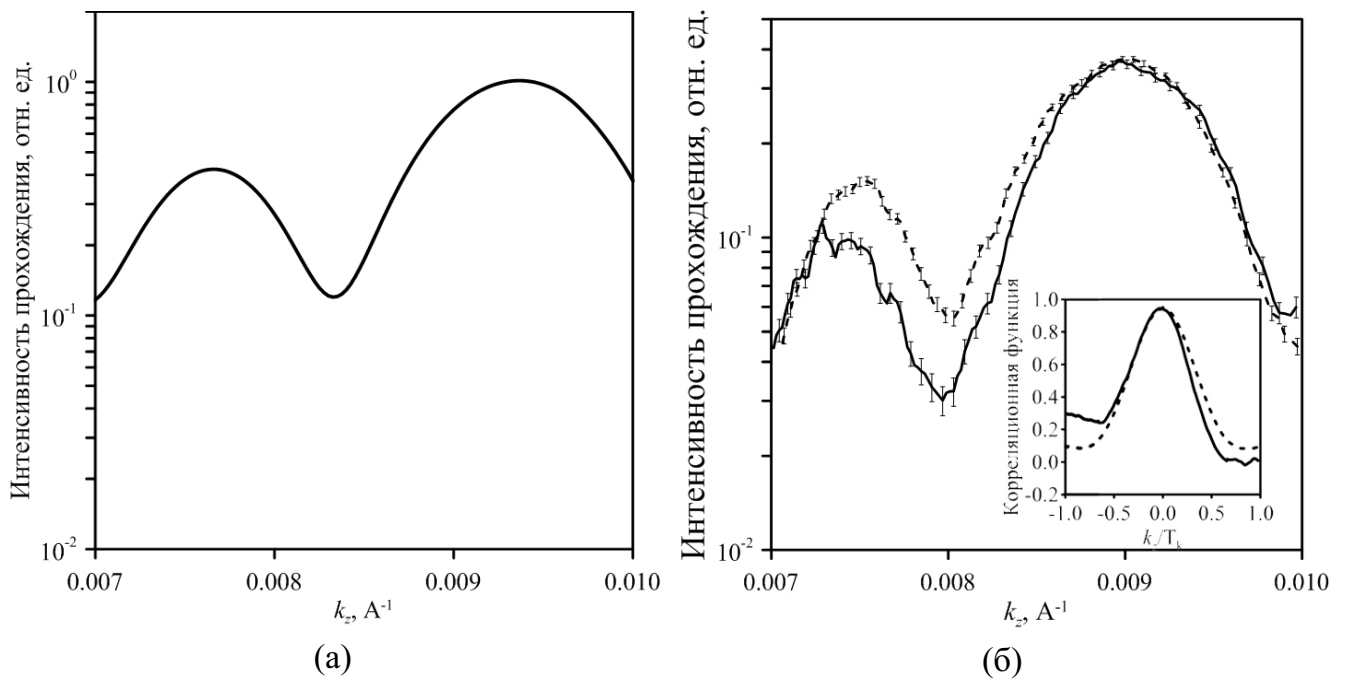
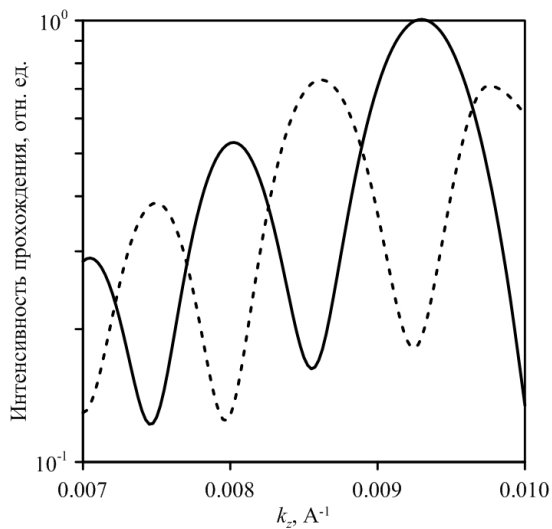
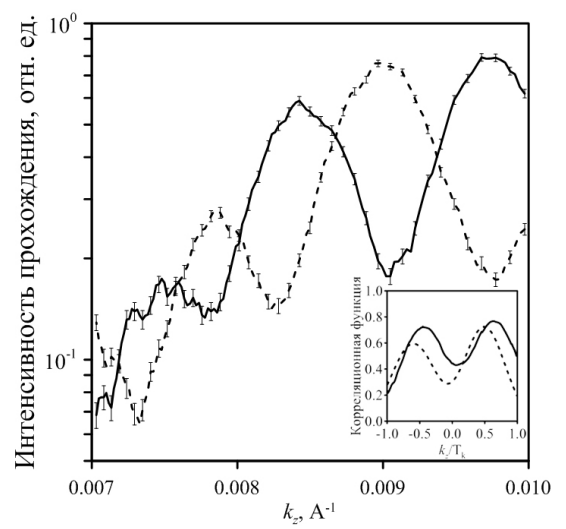


Рисунок 3.18. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через компланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.

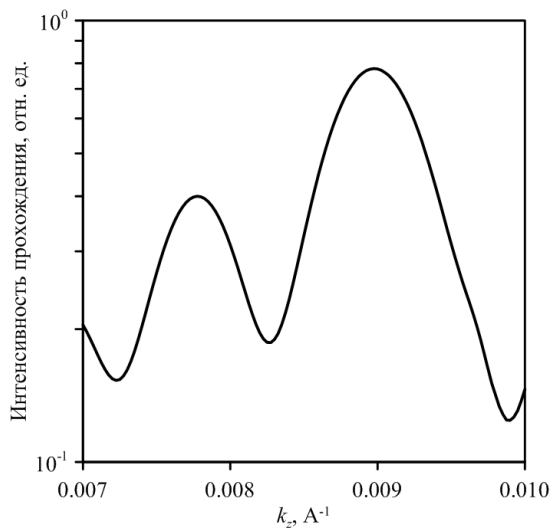


(a)

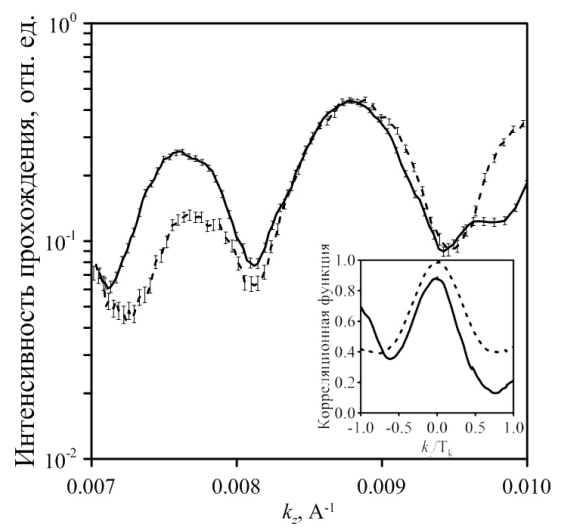


(б)

Рисунок 3.19. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через некомпланарную систему с внешним полем 25 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.



(a)



(б)

Рисунок 3.20. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через компланарную систему с внешним полем 25 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции.

### 3.5. Выводы

В данной главе было получено прямое экспериментальное доказательство того, что рассеяние неполяризованных тепловых нейтронов становится невзаимным в случае, когда пространственное распределение магнитной индукции некомпланарно. Так, коэффи-

коэффициент прохождения неполяризованных нейтронов через систему двух зеркал во внешнем магнитном поле изменялся на порядок для прямого и обратного по времени процессов в случае, когда намагниченности зеркал и внешнее поле составляли некомпланарную тройку векторов. В свою очередь, в случае, когда намагниченности зеркал были коллинеарны, коэффициент прохождения нейтронов не изменялся при обращении времени.

Заметим, что эксперимент с двумя зеркалами во внешнем поле похож на эксперименты по нейтронному спиновому эху [92]. Действительно, классический спин-эхо спектрометр содержит два неадиабатических элемента [93],  $\pi/2$ -флипперы, которые позволяют повернуть поляризацию нейтронов на  $\pi/2$ . После отражения от поляризатора, нейтроны пролетают через первый  $\pi/2$ -флиппер. Тем самым поляризация нейтронов становится перпендикулярна ведущему магнитному полю и спины нейтронов начинают прецессировать в этом поле с ларморовской частотой. Пролетая через второй  $\pi/2$ -флиппер, в зависимости от фазы прецессии, поляризация нейтронов может как стать коллинеарной, так и остаться перпендикулярной ведущему полю. Таким образом, интенсивность отражения нейтронов от анализатора поляризации будет зависеть от фазы ларморовской прецессии, которая определяется величиной ведущего поля и расстоянием между  $\pi/2$ -флипперами. В нашей схеме, каждое из двух зеркал выполняет одновременно и роль поляризатора/анализатора и неадиабатического  $\pi/2$ -флиппера. В настоящее время, спин-эхо спектрометр нейтронов на базе системы из двух зеркал во внешнем поле предложен в работе [94]. В работе [95] успешно реализован такой спектрометр с использованием магнитных зеркал, полученных при выполнении данной диссертации, и исследованы его характеристики. Отмечается, что подобный спектрометр может быть использован для исследования относительно медленных процессов, таких как диффузия микро- и нанокластеров.

Следует ожидать, что прохождение нейтронов через спин-эхо спектрометр также будет невзаимным в случае, когда намагниченности поляризатора, анализатора и его ведущее поле составляют некомпланарную тройку векторов.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Найдены необходимые условия наблюдения не взаимности рассеяния неполяризованных нейтронов на системах с неоднородным распределением магнитного поля. Показано, что рассеяние неполяризованных нейтронов может быть не взаимным только в случае, когда распределение магнитного поля в рассеивателе не компланарно;
2. Рассчитано рассеяние нейтронов по теории возмущений за рамками борновского приближения;
3. Получены точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения в системе трёх магнитных зеркал и в геликоидальной структуре;
4. Предложен и проведён эксперимент по измерению величины не взаимности прохождения нейтронов через систему двух зеркал, находящихся во внешнем магнитном поле. Отличие интенсивности прохождения для прямого и обратного по времени процессов в эксперименте достигло отличия на порядок. Таким образом, эксперимент доказывает, что упругое рассеяние неполяризованных нейтронов на не компланарной магнитной системе не взаимно.

**А. Коэффициенты прохождения нейтронов  
при рассеянии на геликоидальном  
распределении намагниченности в  
кристалле MnSi**



$$\begin{aligned}
r_{11} = & (\delta_+(k_{0z} + q/2)^2(k_{0x} - p_2)^2(e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 - (p_1 + p_+)^2) - \delta_-(k_{0x} + q/2)^2(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})(k_{0x} - p_1)(k_{0x} + p_1)(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)^2 - \\
& -(p_2 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)(p_1p_2(4e^{iL(p_1+p_2)}p_+^2 + e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_+)(-p_2 + p_+) + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1 + 3p_+)) + \\
& + k_{0x}(-e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_2)(p_1 - p_+)(p_2 - p_+) - 2e^{iL(p_1+p_2)}p_2(p_1 - p_+)(p_2 + p_+) - 2p_2(p_1 + p_+)(p_2 + p_+) + \\
& + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1^2 + 3p_1p_2 - p_1p_+ + p_2p_+)) + k_{0x}^2(p_1((-2 + e^{2iLp_2})(-1 + e^{iL(p_1+p_2)}))p_2 + \\
& + (2 + e^{2iLp_2}) + 2e^{iL(p_1+p_2)} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_+ + (-1 + e^{iL(p_1+p_2)}p_+ + (-1 + e^{iL(p_1+p_2)})(-p_2 + p_+) - 2(p_2 + p_+)))/ \\
& /(\delta_+(k_{0z} + q/2)^2(k_{0x} - p_2)(k_{0x} + p_2)(e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 - (p_1 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)(p_1p_2(e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_+)(p_2 - p_+) - \\
& - 4e^{iL(p_1+p_2)}p_+^2 + e^{2iLp_2}(-p_2 + p_+)(p_1 + 3p_+)) + k_{0x}^2(p_1((-2 + e^{2iLp_2})(-1 + e^{iL(p_1+p_2)}))p_2 + (2 + e^{2iLp_2} + 2e^{iL(p_1+p_2)} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_+ + \\
& + (-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_+(e^{2iLp_2}(-p_2 + p_+) - 2(p_2 + p_+)) + k_{0x}((e^{2iLp_2} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_2p_+(-p_2 + p_+) - (-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_1^2(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) + \\
& + 2(p_2 + p_+)) + p_1(-e^{iL(p_1+3p_2)}(p_2 - p_+)^2 + 2p_+(p_2 + p_+) + 2e^{iL(p_1+p_2)}p_+(5p_2 + p_+) + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_2 + 3p_+))) + 4\delta_- \\
& - (k_{0x} + q/2)^2e^{1/2iL(p_1+3p_2)}(2ip_2p_+ \cos Lp_2 + (p_2^2 + p_+^2) \sin Lp_2)(2ik_{0x}p_1 \cos 1/2L(p_1 + p_2) + (k_{0x}^2 + p_1^2) \sin 1/2L(p_1 + p_2)), \quad (\text{A.1})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
r_{22} = & (\delta_-(k_{0x} - q/2)(2ip_3p_- \cos(Lp_3) + (p_3^2 + p_-^2) \sin(Lp_3))(ip_4(k_{0x} - p_-) \cos(Lp_4) + (-p_4^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_4)) + \\
& + \delta_+(k_{0x} - q/2)(-ip_3(k_{0x} - p_-) \cos(Lp_3) + (p_3^2 - k_{0x}p_-) \sin(Lp_3))(2ip_4p_- \cos(Lp_4) + (p_4^2 + p_-^2) \sin(Lp_4)))/ \\
& /(\delta_-(k_{0x} - q/2)(2ip_3p_- \cos(Lp_3) + (p_3^2 + p_-^2) \sin(Lp_3))(ip_4(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_4) + (p_4^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_4)) - \\
& - i\delta_+(k_{0x} - q/2)(p_3(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_3) - i(p_3^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_3))(2ip_4p_- \cos(Lp_4) + (p_4^2 + p_-^2) \sin(Lp_4))), \quad (\text{A.2})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
r_{12} = & -(2\delta_- (k_{0z} + q/2)\delta_+ (k_{0z} + q/2)k_{0x}(\delta_+ (k_{0z} + q/2)(k_{0x} - p_2)(-p_1^2 + p_1p_2 - 2e^{2iLp_2}p_1p_2 + e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 + p_2)(p_1 - p_+) - p_1p_+ + \\
& + 2e^{2iLp_2}p_1p_+ + p_2p_+) + \delta_- (k_{0z} + q/2)(k_{0x}(-(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_2(-p_2 + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) - p_+) + p_1((1 + e^{2iLp_2} - 3e^{iL(p_1+p_2)} + \\
& + e^{iL(p_1+3p_2)})p_2 - (-1 + e^{2iLp_2}(1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_+)) + p_1(-(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_1(p_2 + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) + p_+) + \\
& + p_2((-1 + e^{2iLp_2})(1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_2 - (1 + e^{2iLp_2} - 3e^{iL(p_1+3p_2)} + e^{iL(p_1+3p_2)})p_+)))/ \\
& /(\delta_+(k_{0z} + q/2)^2(k_{0x} - p_2)(k_{0x} + p_2)(-e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 + (p_1 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0z} + q/2)^2(e^{iL(p_1+p_2)}(k_{0x} - p_1)^2 - \\
& -(k_{0x} + p_1)^2)(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)^2 - (p_2 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0z} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)(p_1p_2(4e^{iL(p_1+p_2)}p_+^2 + e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_+)(-p_2 + p_+) + \\
& + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1 + 3p_+)) + k_{0x}^2(p_1(-(-2 + e^{2iLp_2})(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_2 - (2 + e^{2iLp_2} + 2e^{iL(p_1+p_2)} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_+) + \\
& + (-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_+(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) + 2(p_2 + p_+))) + k_{0x}(e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 + p_2)(p_1 - p_+)(p_2 - p_+) - 2p_1(p_1 + p_+)(p_2 + p_+) + \\
& + 2e^{iL(p_1+p_2)}p_1(p_1(p_2 + p_+) - p_+(5p_2 + p_+)) - e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1^2 - p_2p_+ + p_1(p_2 + 3p_+))))), \tag{A.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
r_{21} = & (e^{-iL(p_3+p_4)}k_{0x}(-(-1 + e^{2iLp_3})(-1 + e^{2iLp_4})p_3(p_4 - p_-)(p_4 + p_-) + \\
& + 4e^{iL(p_3+p_4)}\sin(Lp_3)(ip_4(p_3 - p_-)(p_3 + p_-)\cos(Lp_4) + (p_3 - p_4)p_-\sin(Lp_4)))/ \\
& /2(\delta_-(k_{0x} - q/2)(2ip_3p_-\cos(Lp_3) + (p_3^2 + p_-^2)\sin(Lp_3))(ip_4(k_{0x} + p_-)\cos(Lp_4) + (p_4^2 + k_{0x}p_-\sin(Lp_4)) - \\
& - i\delta_+(k_{0x} - q/2)(p_3(k_{0x} + p_-)\cos(Lp_3) - i(p_3^2 + k_{0x}p_-\sin(Lp_3))(2ip_4p_-\cos(Lp_4) + (p_4^2 + p_-^2)\sin(Lp_4))), \tag{A.4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
t_{11} = & -(2k_{0x}(\delta_+(k_{0z} + q/2)^2 e^{iLp_2}(-k_{0x} + p_2))(-e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 + (p_1 + p_+)^2) + 2\delta_-(k_{0x} + q/2)^2 e^{iLp_1} p_1 (e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)^2 - \\
& -(p_2 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)(-2e^{iLp_1} p_1 (p_2 - p_+) + e^{iL(p_1+2p_2)}(p_1 p_2(-k_{0x} - 2p_1 + p_2) + \\
& +(3p_1 - p_2)(k_{0x} + p_2)p_+ + (-k_{0x} - 2p_1 + p_2)p_+^2) + e^{iLp_2}(p_1 + p_+)(p_2(2p_1 + p_2 - p_+) + k_{0x}(p_2 + p_+)))))/ \\
& /(\delta_+(k_{0z} + q/2)^2(k_{0x} - p_2)(k_{0x} + p_2))(-e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 + (p_1 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)^2(e^{iL(p_1+p_2)}(k_{0x} - p_1)^2 - \\
& -(k_{0x} + p_1)^2)(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)^2 - (p_2 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0z} + q/2)(p_1 p_2(4e^{iL(p_1+3p_2)}p_+^2 + e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_+)(-p_2 + p_+) + \\
& +e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1 + 3p_+)) + k_{0x}^2(p_1(-(-2 + e^{2iLp_2})(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_2 - (2 + e^{2iLp_2} + 2e^{iL(p_1+p_2)} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_+) + \\
& +(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_+(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) + 2(p_2 + p_+))) + k_{0x}(e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 + p_2)(p_1 - p_+)(p_2 - p_+) - 2p_1(p_1 + p_+)(p_2 + p_+) + \\
& +2e^{iL(p_1+p_2)}p_1(p_1(p_2 + p_+) - p_+(5p_2 + p_+)) - e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1^2 - p_2p_+ + p_1(p_2 + 3p_+))))), \tag{A.5}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
t_{22} = & -(2ik_{0x}(2i\delta_-(k_{0x} - q/2)p_3p_4p_- \cos(Lp_3) - 2i\delta_+(k_{0x} - q/2)p_3p_4p_- \cos(Lp_4) + \\
& +\delta_-(k_{0x} - q/2)p_4(p_3^2 + p_-^2) \sin(Lp_3) - \delta_+(k_{0x} - q/2)p_3(p_4^2 + p_-^2) \sin(Lp_4)))/ \\
& /(-\delta_-(k_{0x} - q/2)(2ip_3p_- \cos(Lp_3) + (p_3^2 + p_-^2) \sin(Lp_3))(ip_4(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_4) + (p_4^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_4)) + \\
& +\delta_+(k_{0x} - q/2)(ip_3(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_3) + (p_3^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_3))(2ip_4p_- \cos(Lp_4) + (p_4^2 + p_-^2) \sin(Lp_4))), \tag{A.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
t_{12} = & -(2\delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0x} + q/2)k_{0x}(\delta_+(k_{0x} + q/2)(-k_{0x} + p_2)(-e^{iL(p_1+2p_2)}(p_1 - p_+) + e^{iLp_2}(p_1 + p_2))(p_1 + p_+) - \\
& - 2e^{iLp_1}p_1(p_2 + p_+)) + 2\delta_-(k_{0x} + q/2)(e^{iLp_2}(k_{0x} + p_1)p_2(p_1 + p_+) - e^{iLp_1}p_1(k_{0x} + p_2)(p_2 + p_+) - e^{iL(p_1+2p_2)}(p_1 - p_2)(p_1p_2 - k_{0x}p_+)))/ \\
& /((\delta_+(k_{0x} + q/2)^2(k_{0x} - p_2)(k_{0x} + p_2)(-e^{iL(p_1+p_2)}(p_1 - p_+)^2 + (p_1 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)^2(e^{iL(p_1+p_2)}(k_{0x} - p_1)^2 - \\
& -(k_{0x} + p_1)^2)(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)^2 - (p_2 + p_+)^2) + \delta_-(k_{0x} + q/2)\delta_+(k_{0x} + q/2)(p_1p_2(4e^{iL(p_1+3p_2)}p_+^2 + e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 - p_+)(-p_2 + p_+) + \\
& + e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1 + 3p_+)) + k_{0x}^2(p_1(-(-2 + e^{2iLp_2})(-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_2 - (2 + e^{2iLp_2} + 2e^{iL(p_1+p_2)} - e^{iL(p_1+3p_2)})p_+) + \\
& + (-1 + e^{iL(p_1+p_2)})p_+(e^{2iLp_2}(p_2 - p_+) + 2(p_2 + p_+))) + k_{0x}(e^{iL(p_1+3p_2)}(p_1 + p_2)(p_1 - p_+)(p_2 - p_+) - 2p_1(p_1 + p_+)(p_2 + p_+) + \\
& + 2e^{iL(p_1+p_2)}p_1(p_1(p_2 + p_+) - p_+(5p_2 + p_+)) - e^{2iLp_2}(p_2 - p_+)(p_1^2 - p_2p_+ + p_1(p_2 + 3p_+))))), \tag{A.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
t_{21} = & -(e^{-iL(p_3+p_4)}k_{0x}(e^{iL(2p_3+p_4)}p_4(p_3 - p_-)^2 - e^{iL(p_3+2p_4)}p_3(p_4 - p_-)^2 - e^{iLp_3}p_3(p_4 + p_-)^2))/ \\
& /(-\delta_-(k_{0x} - q/2)(2ip_3p_- \cos(Lp_3) + (p_3^2 + p_-^2) \sin(Lp_3))(ip_4(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_4) + (p_4^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_4)) + \\
& + \delta_+(k_{0x} - q/2)(ip_3(k_{0x} + p_-) \cos(Lp_3) + (p_3^2 + k_{0x}p_-) \sin(Lp_3))(2ip_4p_- \cos(Lp_4) + (p_4^2 + p_-^2) \sin(Lp_4))), \tag{A.8}
\end{aligned}$$

## **В. Программа по расчёту коэффициентов прохождения через систему двух зеркал, находящихся во внешнем поле**

Модуль *Mirrors* содержит код по вычислению коэффициентов прохождения для заданных условий эксперимента

```
unit Mirrors;
```

```
interface
```

```
uses Complex, Matrix;
```

```
const
```

```
VB = -0.02913;
```

```
VFe = 1.00939;
```

```
VCo = 0.27960;
```

```
VSi = 0.26090;
```

```
VGl = 0.48893;
```

```
type
```

```
TArrayDouble = array of Double;
```

```
TModel = record V1: Extended;
```

```
B1: Extended;
```

```
D1: Extended;
```

```
V2: Extended;
```

```
B2: Extended;
```

```
D2: Extended;
```

```
W: Extended;
```

```
Hext: Extended;
```

```
Sx, Sy, Sz: Extended;
```

```

kV11, kV12, kV21, kV22, kT1, kT2, kSi: TComplex;
Pol, Rot1, Rot2, RotH1, RotH2: TMatrix;
end;
procedure Init(var Model: TModel; ARot1, ARot2: TMatrix);
function Intensity(Model: TModel; H, A, L: Extended): Extended;
function Intensity2(Model: TModel; H, A, L, dH, dA: Extended; N: Word): Extended;
implementation
procedure Init(var Model: TModel; ARot1, ARot2: TMatrix);
begin
with Model do
begin
kV11 := SqrtC(CreateC(0.01*V1 + 0.01*VB*B1,0));
kV12 := SqrtC(CreateC(0.01*V1 - 0.01*VB*B1,0));
kV21 := SqrtC(CreateC(0.01*V2 + 0.01*VB*B2,0));
kV22 := SqrtC(CreateC(0.01*V2 - 0.01*VB*B2,0));
kSi := SqrtC(CreateC(0.01*VSi,0));
Pol := GenerateS(Sx,Sy,Sz);
Rot1 := ARot1;
Rot2 := ARot2;
end;
end;
function Intensity(Model: TModel; H, A, L: Extended): Extended;
var Refl, Refl1, Refl2, Trans: TMatrix;
Q,Int: TComplex;
begin
Model.RotH1 := GenerateX(ArcTan(Model.Hext/H));
Model.RotH2 := GenerateX(-ArcTan(Model.Hext/H));
H := Sqrt(Sqr(H)+Sqr(Model.Hext));
Model.kT1 := SqrtC(CreateC(0.00001*VB*H,0));
Model.kT2 := SqrtC(CreateC(-0.00001*VB*H,0));
Q := CreateC(2*Pi*Sin(A)/L,0);

```

```

Refl1 := GenerateR(Q,Model.kV11,Model.kV12,Model.kSi,Model.D1);
Refl2 := GenerateR(Q,Model.kV21,Model.kV22,Model.kSi,Model.D2);
Trans := GenerateT(Q,Model.kT1,Model.kT2,Model.W);
Refl1 := MultiplyM(Model.Rot1,Refl1);
Refl2 := MultiplyM(Refl2,Model.Rot2);
Refl1 := MultiplyM(Model.RotH1, Refl1);
Refl2 := MultiplyM(Refl2, Model.RotH2);
Refl := MultiplyM(Refl2,MultiplyM(Trans,Refl1));
Refl := MultiplyM(HermitianM(Refl),Refl);
Refl := MultiplyM(Model.Pol,Refl);
Int := SumC(Refl[1,1],Refl[2,2]);
Result := Int.Re + Random*Exp(-12.8*L);
end;

function Intensity2(Model: TModel; H, A, L, dH, dA: Extended; N: Word): Extended;
var H1, A1, A2, StepA: Extended;
begin
A1 := A - dA/2;
A2 := A + dA/2;
H1 := H - dH/2;
A := A1;
StepA := dA/N;
Result := 0;
while A <= A2 do
begin
H := H1 + dH*(A-A1)/(A2-A1);
Result := Result + Intensity(Model, H, A, L);
A := A + StepA;
end;
Result := Result/N;
end;
end.

```

Модуль *Matrix* отвечает за вычисление матриц поворотов и отражений, а также за выполнение математических операций с матрицами.

**unit** Matrix;

**interface**

**uses** Complex;

**type**

TMatrix = array [1..2,1..2] of TComplex;

**function** GetRefl(Q,K1,K2: TComplex; D: Double): TComplex;

**function** GetTrans(Q,K: TComplex; D: Double): TComplex;

**function** SumM(M1, M2: TMatrix): TMatrix;

**function** MultiplyM(M1, M2: TMatrix): TMatrix;

**function** HermitianM(M: TMatrix): TMatrix;

**function** TransposeM(M: TMatrix): TMatrix;

**function** GenerateX(A: Double): TMatrix;

**function** GenerateY(A: Double): TMatrix;

**function** GenerateZ(A: Double): TMatrix;

**function** GenerateR(Q,K1,K2,K3:TComplex; D: Double): TMatrix;

**function** GenerateT(Q,K1,K2: TComplex; D: Double): TMatrix;

**function** GenerateS(Sx,Sy,Sz: Double): TMatrix;

**implementation**

**function** GetRefl(Q,K1,K2: TComplex; D: Double): TComplex;

**var** CosP, SinP, PhiC: TComplex;

UpCosC, DownCosC, UpSinC, DownSinC: TComplex;

**begin**

K1 := SqrtC(SubtractC(SqrC(Q),SqrC(K1)));

K2 := SqrtC(SubtractC(SqrC(Q),SqrC(K2)));

PhiC := MultiplyC(K1,CreateC(D,0));

CosP := CosC(PhiC);

SinP := SinC(PhiC);

UpCosC := MultiplyC(MultiplyC(K1,SubtractC(Q,K2)),CosP);

UpSinC := MultiplyC(SubtractC(MultiplyC(Q,K2),SqrC(K1)),SinP);



```

UpSinC := MultiplyC(UpSinC, CreateC(0,1));
DownCosC := MultiplyC(MultiplyC(K1,SumC(Q,K2)),CosP);
DownSinC := MultiplyC(SumC(MultiplyC(Q,K2),SqrC(K1)),SinP);
DownSinC := MultiplyC(DownSinC, CreateC(0,1));
Result := DivisionC(SumC(UpCosC,UpSinC),SumC(DownCosC,DownSinC));
end;

function GetTrans(Q,K: TComplex; D: Double): TComplex;
var UpC, DownCosC,DownSinC, PhiC: TComplex;
begin
K := SqrtC(SubtractC(SqrC(Q),SqrC(K)));
UpC := MultiplyC(CreateC(4,0),MultiplyC(Q,K));
PhiC := MultiplyC(K,CreateC(D,0));
DownCosC := MultiplyC(CreateC(2,0),MultiplyC(Q,MultiplyC(K,CosC(PhiC))));
DownSinC := MultiplyC(SumC(SqrC(K),SqrC(Q)),SinC(PhiC));
DownSinC := MultiplyC(DownSinC,CreateC(0,1));
Result := DivisionC(UpC,SumC(DownCosC,DownSinC));
end;

function SumM(M1, M2: TMatrix): TMatrix;
begin
Result[1,1] := SumC(M1[1,1],M2[1,1]);
Result[1,2] := SumC(M1[1,2],M2[1,2]);
Result[2,1] := SumC(M1[2,1],M2[2,1]);
Result[2,2] := SumC(M1[2,2],M2[2,2]);
end;

function MultiplyM(M1, M2: TMatrix): TMatrix;
var i,j,k: Byte;
begin
for i := 1 to 2 do
for j := 1 to 2 do
begin
Result[i,j] := CreateC(0,0);

```

```

for k := 1 to 2 do
Result[i,j] := SumC(Result[i,j], MultiplyC(M1[i,k],M2[k,j]));
end;
end;
function HermitianM(M: TMatrix): TMatrix;
begin
Result[1,1] := ConjugateC(M[1,1]);
Result[1,2] := ConjugateC(M[2,1]);
Result[2,1] := ConjugateC(M[1,2]);
Result[2,2] := ConjugateC(M[2,2]);
end;
function TransposeM(M: TMatrix): TMatrix;
begin
Result[1,1] := M[1,1];
Result[1,2] := M[2,1];
Result[2,1] := M[1,2];
Result[2,2] := M[2,2];
end;
function GenerateX(A: Double): TMatrix;
begin
Result[1,1] := CreateC(Cos(A/2),0);
Result[1,2] := CreateC(0,Sin(A/2));
Result[2,1] := Result[1,2];
Result[2,2] := Result[1,1];
end;
function GenerateY(A: Double): TMatrix;
begin
Result[1,1] := CreateC(Cos(A/2),0);
Result[1,2] := CreateC(Sin(A/2),0);
Result[2,1] := CreateC(-Sin(A/2),0);
Result[2,2] := Result[1,1];

```

```

end;
function GenerateZ(A: Double): TMatrix;
begin
Result[1,1] := CreateC(Cos(A/2),Sin(A/2));
Result[1,2] := CreateC(0,0);
Result[2,1] := Result[1,2];
Result[2,2] := CreateC(Cos(A/2),-Sin(A/2));
end;
function GenerateR(Q,K1,K2,K3:TComplex; D: Double): TMatrix;
begin
Result[1,2] := CreateC(0,0);
Result[2,1] := Result[1,2];
Result[1,1] := GetRefl(Q,K1,K3,D);
Result[2,2] := GetRefl(Q,K2,K3,D);
end;
function GenerateT(Q,K1,K2: TComplex; D: Double): TMatrix;
begin
Result[1,2] := CreateC(0,0);
Result[2,1] := Result[1,2];
Result[1,1] := GetTrans(Q,K1,D);
Result[2,2] := GetTrans(Q,K2,D);
end;
function GenerateS(Sx,Sy,Sz: Double): TMatrix;
begin
Result[1,1] := CreateC(1/2+Sz,0);
Result[2,2] := CreateC(1/2-Sz,0);
Result[1,2] := CreateC(Sx,-Sy);
Result[2,1] := CreateC(Sx,Sy);
end;
end.

```

Модуль *Complex* предназначен для выполнения математических операций с комплексными числами.

```
unit Complex;  
interface  
uses Math;  
type  
TComplex = record  
Re: Extended;  
Im: Extended;  
end;  
function SumC(C1, C2: TComplex): TComplex;  
function SubtractC(C1, C2: TComplex): TComplex;  
function CreateC(Re, Im: Extended): TComplex;  
function AbsC(C: TComplex): Extended;  
function ArgC(C: TComplex): Extended;  
function GetC(R, Phi: Extended): TComplex;  
function MultiplyC(C1, C2: TComplex): TComplex;  
function DivisionC(C1, C2: TComplex): TComplex;  
function ConjugateC(C: TComplex): TComplex;  
function PowerC(C: TComplex; P: Extended): TComplex;  
function ExpC(C: TComplex): TComplex;  
function CosC(C: TComplex): TComplex;  
function SinC(C: TComplex): TComplex;  
function SqrC(C: TComplex): TComplex;  
function SqrtC(C: TComplex): TComplex;  
implementation  
function SumC(C1, C2: TComplex): TComplex;  
begin  
Result.Re := C1.Re + C2.Re;  
Result.Im := C1.Im + C2.Im;  
end;
```

```

function SubtractC(C1, C2: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := C1.Re - C2.Re;
Result.Im := C1.Im - C2.Im;
end;

function CreateC(Re, Im: Extended): TComplex;
begin
Result.Re := Re;
Result.Im := Im;
end;

function AbsC(C: TComplex): Extended;
begin
Result := Sqrt(Sqr(C.Re) + Sqr(C.Im));
end;

function ArgC(C: TComplex): Extended;
begin
Result := 0;
if AbsC(C) = 0 then Exit;
if C.Re = 0 then
begin
if C.Im > 0 then Result := Pi/2 else Result := 3*Pi/2;
Exit;
end;
if C.Re >= 0 then if C.Im >= 0 then Result := ArcTan(Abs(C.Im/C.Re)) else Result := 2*Pi -
ArcTan(Abs(C.Im/C.Re))
else
if C.Im >= 0 then Result := Pi - ArcTan(Abs(C.Im/C.Re)) else Result :=
ArcTan(Abs(C.Im/C.Re)) + Pi;
end;

function GetC(R, Phi: Extended): TComplex;
begin

```

```

Result.Re := R*Cos(Phi);
Result.Im := R*Sin(Phi);
end;
function MultiplyC(C1, C2: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := C1.Re*C2.Re - C1.Im*C2.Im;
Result.Im := C1.Re*C2.Im + C1.Im*C2.Re;
end;
function DivisionC(C1, C2: TComplex): TComplex;
var Down: Extended;
begin
Down := Sqr(C2.Re) + Sqr(C2.Im);
Result.Re := (C1.Re*C2.Re + C1.Im*C2.Im)/Down;
Result.Im := (C1.Im*C2.Re - C1.Re*C2.Im)/Down;
end;
function ConjugateC(C: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := C.Re;
Result.Im := -C.Im;
end;
function PowerC(C: TComplex; P: Extended): TComplex;
begin
Result := GetC(Power(AbsC(C),P),ArgC(C)*P);
end;
function ExpC(C: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := Exp(C.Re)*Cos(C.Im);
Result.Im := Exp(C.Re)*Sin(C.Im);
end;
function SqrC(C: TComplex): TComplex;
begin

```

```

Result := MultiplyC(C,C);
end;
function SqrtC(C: TComplex): TComplex;
begin
Result := PowerC(C,0.5);
end;
function CosC(C: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := Cos(C.Re)*(Exp(-C.Im) + Exp(C.Im));
Result.Im := Sin(C.Re)*(Exp(-C.Im) - Exp(C.Im));
end;
function SinC(C: TComplex): TComplex;
begin
Result.Re := Sin(C.Re)*(Exp(-C.Im) + Exp(C.Im));
Result.Im := -Cos(C.Re)*(Exp(-C.Im) - Exp(C.Im));
end;
end.

```

Модуль *Fit* предназначен для подбора оптимальных условий эксперимента по методу наименьших квадратов.

```

unit Fit;
interface
uses
Windows, Messages, SysUtils, Variants, Classes, Graphics, Controls, Forms,
Dialogs, StdCtrls, ExtCtrls, Mirrors, TeEngine, Series, TeeProcs, Chart,
ComCtrls, Complex;
type
TF_Fit = class(TForm)
LE_MinA1: TLabelledEdit;
LE_Conv: TLabelledEdit;
LE_MaxA1: TLabelledEdit;

```

```

LE_MinH1: TLabeledEdit;
LE_MaxH1: TLabeledEdit;
LE_FluctH: TLabeledEdit;
B_StartFit: TButton;
LE_MaxL: TLabeledEdit;
LE_MinL: TLabeledEdit;
C_Delta: TChart;
S_Fit1: TLineSeries;
S_Data1: TLineSeries;
PB_Nn: TProgressBar;
L_A1: TLabel;
L_A2: TLabel;
L_DX: TLabel;
L_H: TLabel;
SD: TSaveDialog;
S_Fit2: TLineSeries;
LE_MinA2: TLabeledEdit;
LE_MaxA2: TLabeledEdit;
LE_MinH2: TLabeledEdit;
LE_MaxH2: TLabeledEdit;
LE_StepA1: TLabeledEdit;
LE_StepH1: TLabeledEdit;
LE_StepA2: TLabeledEdit;
LE_StepH2: TLabeledEdit;
RG_Fix: TRadioGroup;
CB_Weight: TCheckBox;
B_StopFit: TButton;
S_Data2: TLineSeries;
procedure B_StartFitClick(Sender: TObject);
procedure B_StopFitClick(Sender: TObject);
private

```



**public**

IsStop: Boolean;

**function** ShowFit(**var** Dfit1, Dfit2, Ddata, Derror: TArrayDouble; Lfile: Double; IsW: Boolean): TComplex;

**end;**

**var**

F\_Fit: TF\_Fit;

**implementation**

**uses** Main;

**procedure** TF\_Fit.B\_StartFitClick(Sender: TObject);

**var** Model1, Model2: TModel;

MinA1, MaxA1, MinH1, MaxH1, StepA1, StepH1, A1, H1,

MinA2, MaxA2, MinH2, MaxH2, StepA2, StepH2, A2, H2,

dH, dA, MinL, MaxL, L, StepL: Double;

DX: TComplex;

N, N1, i, i0: Word;

Int1, Int2: Extended;

Dfit1, Dfit2, Ddata, Derror: TArrayDouble;

FL: TextFile;

IsW: Boolean;

**begin**

**if not** SD.Execute **then** Exit;

RG\_Fix.Enabled := False;

IsStop := False;

MinA1 := StrToFloat(LE\_MinA1.Text)\*0.001;

MaxA1 := StrToFloat(LE\_MaxA1.Text)\*0.001;

MinH1 := StrToFloat(LE\_MinH1.Text);

MaxH1 := StrToFloat(LE\_MaxH1.Text);

MinA2 := StrToFloat(LE\_MinA2.Text)\*0.001;

MaxA2 := StrToFloat(LE\_MaxA2.Text)\*0.001;

MinH2 := StrToFloat(LE\_MinH2.Text);

```

MaxH2 := StrToFloat(LE_MaxH2.Text);
MinL := StrToFloat(LE_MinL.Text);
MaxL := StrToFloat(LE_MaxL.Text);
dH := StrToFloat(LE_FluctH.Text);
dA := StrToFloat(LE_Conv.Text)*0.001;
StepA1 := StrToFloat(LE_StepA1.Text)*0.001;
StepH1 := StrToFloat(LE_StepH1.Text);
StepA2 := StrToFloat(LE_StepA2.Text)*0.001;
StepH2 := StrToFloat(LE_StepH2.Text);
StepL := 0.015;
IsW := CB_Weight.Checked;
F_Main.InitModels(Model1,Model2);
Nl := Trunc((MaxL - MinL)/StepL) + 1;
SetLength(Dfit1,Nl);
SetLength(Dfit2,Nl);
SetLength(Ddata,Nl);
SetLength(Derror,Nl);
i0 := 0;
for i := 0 to Length(F_Main.D) - 1 do
begin
if Abs((F_Main.Lfile + 0.015*i) - MinL) < 0.01 then i0 := i;
if (F_Main.Lfile + 0.015*i) >= MinL then
begin
Ddata[i-i0] := F_Main.D[i];
Derror[i-i0] := F_Main.dD[i];
end;
if (F_Main.Lfile + 0.015*i) >= MaxL then Break;
end;
S_Data1.Clear;
S_Data2.Clear;
for i := 0 to Length(Ddata) - 2 do

```

```

begin
S_Data1.AddXY(F_Main.Lfile + 0.015*(i + i0), Ddata[i] + Derror[i]);
S_Data2.AddXY(F_Main.Lfile + 0.015*(i + i0), Ddata[i] - Derror[i]);
end;

AssignFile(FL, SD.FileName);
ReWrite(FL);
A1 := MinA1;
case RG_Fix.ItemIndex of
0:
while (A1 <= MaxA1) do
begin
A2 := MinA2;
while (A2 <= MaxA2) to
begin
H1 := MinH1;
while (H1 <= MaxH1) to
begin
H2 := MinH2;
while (H2 <= MaxH2) to
begin
i := 0;
L := MinL;
S_Fit1.Clear;
S_Fit2.Clear;
while (L <= MaxL) to
begin
Int1 := Intensity2(Model1,H1,A1,L/10,dH,dA,10);
Int2 := Intensity2(Model2,H2,A2,L/10,dH,dA,10);
Dfit1[i] := (Int1 - Int2)/(Int1 + Int2);
Dfit2[i] := -Dfit1[i];
L := L + StepL;

```

```

i := i + 1;
end;
DX := ShowFit(Dfit1, Dfit2, Ddata, Derror, F_Main.Lfile + i0*0.015, IsW);
WriteLn(FL,A1,A1,H1,H2,DX.Re,DX.Im);
H2 := H2 + StepH2;
if IsStop then
begin
CloseFile(FL);
RG_Fix.Enabled := True;
Exit;
end;
end;
H1 := H1 + StepH1;
end;
A2 := A2 + StepA2;
end;
A1 := A1 + StepA1;
end;
1:
while (A1 <= MaxA1) do
begin
H1 := MinH1;
while (H1 <= MaxH1) do
begin
H2 := MinH2;
while (H2 <= MaxH2) do
begin
i := 0;
L := MinL;
S_Fit1.Clear;
S_Fit2.Clear;

```

```

while (L <= MaxL) do
begin
Int1 := Intensity2(Model1,H1,A1,L/10,dH,dA,10);
Int2 := Intensity2(Model2,H2,A1,L/10,dH,dA,10);
Dfit1[i] := (Int1 - Int2)/(Int1 + Int2);
Dfit2[i] := -Dfit1[i];
L := L + StepL;
i := i + 1;
end;
DX := ShowFit(Dfit1, Dfit2, Ddata, Derror, F_Main.Lfile + i0*0.015, IsW);
WriteLn(FL,A1,A1,H1,H2,DX.Re,DX.Im);
H2 := H2 + StepH2;
if IsStop then
begin
CloseFile(FL);
RG_Fix.Enabled := True;
Exit;
end;
end;
H1 := H1 + StepH1;
end;
A1 := A1 + StepA1;
end;
end;
CloseFile(FL);
RG_Fix.Enabled := True;
end;
function TF_Fit.ShowFit(var Dfit1, Dfit2, Ddata, Derror: TArrayDouble; Lfile: Double; IsW:
Boolean): TComplex;
var i: Word;
DX1, DX2: Extended;

```

```

begin
DX1 := 0;
DX2 := 0;
for i := 0 to Length(Dfit1) - 1 do
begin
if IsW then
begin
DX1 := DX1 + Sqr(Dfit1[i] - Ddata[i])/Derror[i];
DX2 := DX2 + Sqr(Dfit2[i] - Ddata[i])/Derror[i];
end
else
begin
DX1 := DX1 + Sqr(Dfit1[i] - Ddata[i]);
DX2 := DX2 + Sqr(Dfit2[i] - Ddata[i]);
end;
S_Fit1.AddXY(Lfile + 0.015*i, Dfit1[i]);
S_Fit2.AddXY(Lfile + 0.015*i, Dfit2[i]);
end;
Result := CreateC(DX1, DX2);
Application.ProcessMessages;
end;
procedure TF_Fit.B_StopFitClick(Sender: TObject);
begin
IsStop := True;
end;
end.

```

## **С. Результат обработки экспериментальных данных**

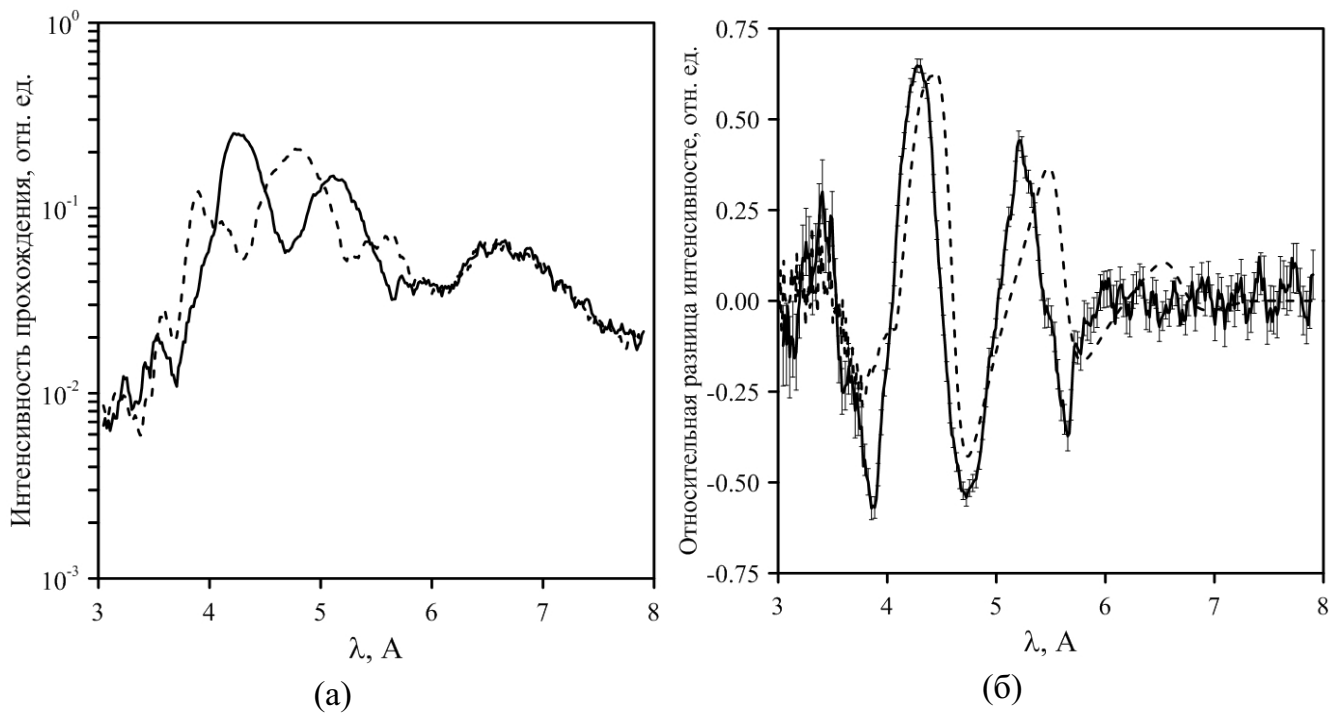


Рисунок С.1. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = 6.8$  мрад и внешних полях  $H_1 = 17.45$  Э и  $H_2 = -18.75$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

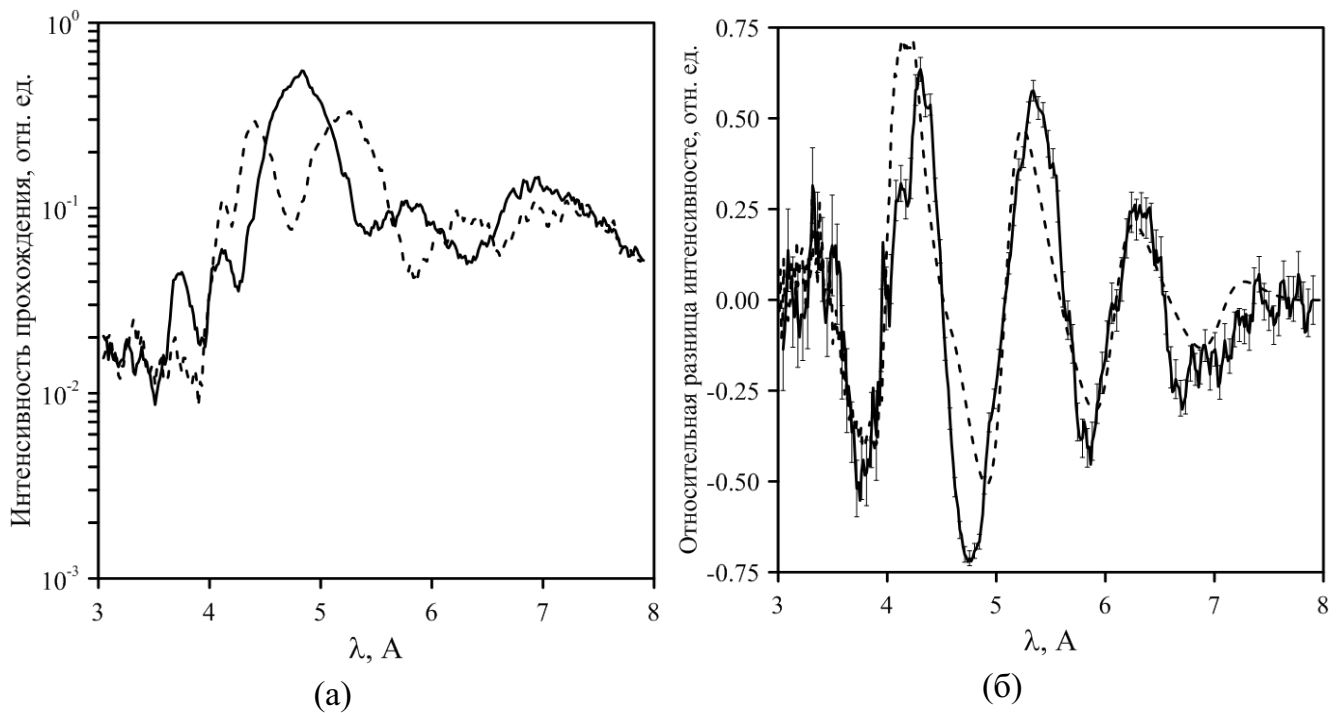


Рисунок С.2. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 18.40$  Э и  $H_2 = -19.50$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).



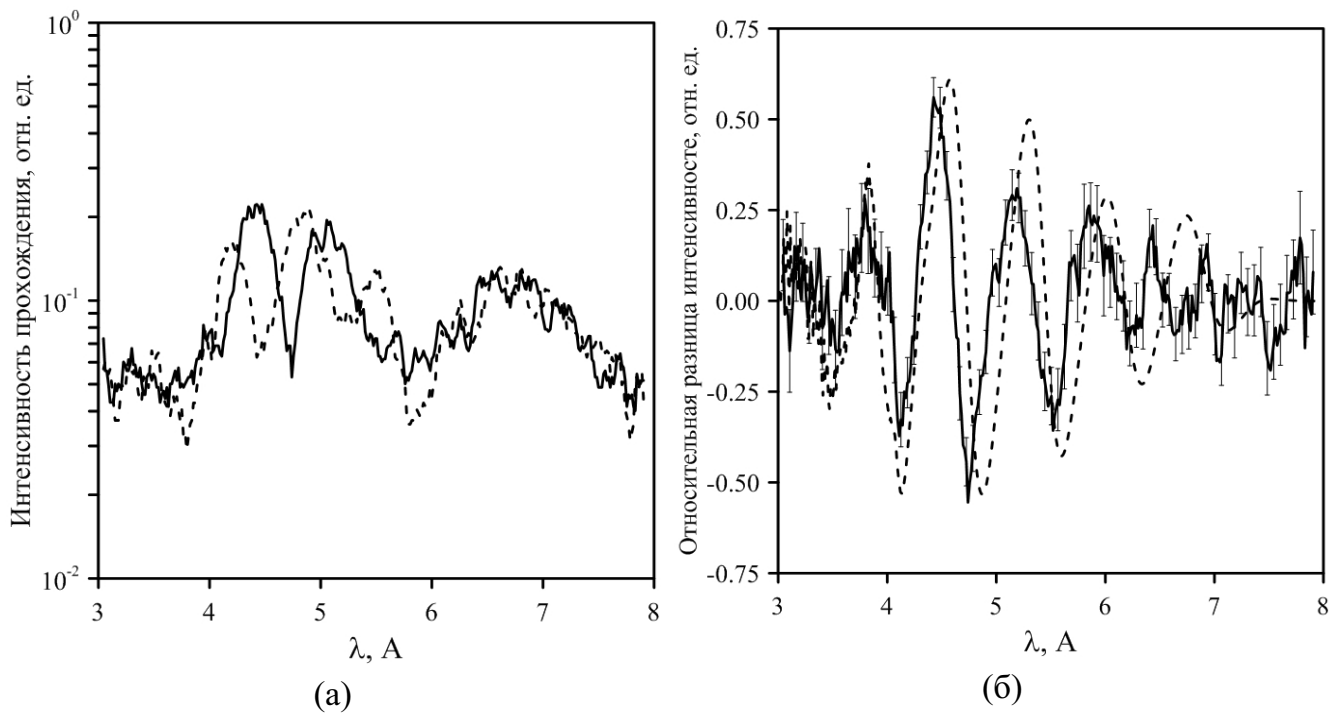


Рисунок С.3. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = 6.8$  мрад и внешних полях  $H_1 = 25.70$  Э и  $H_2 = -25.10$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

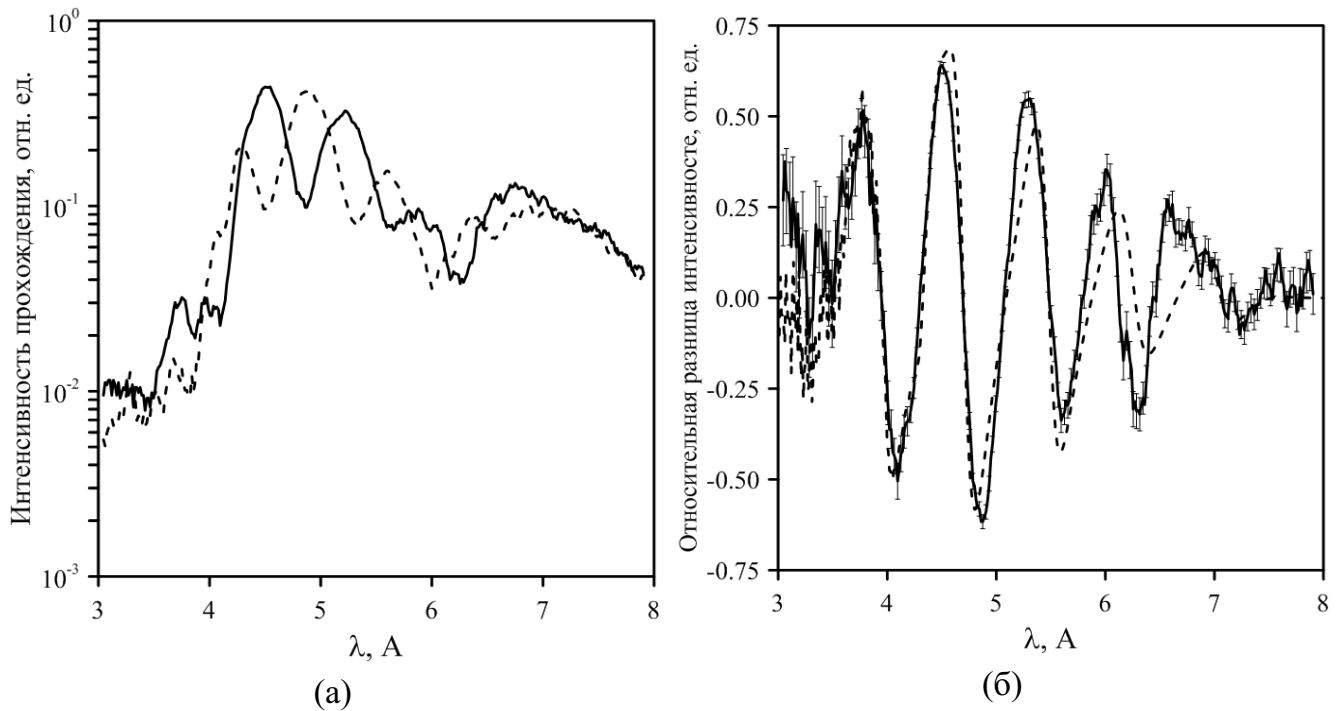


Рисунок С.4. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 25.20$  Э и  $H_2 = -24.00$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

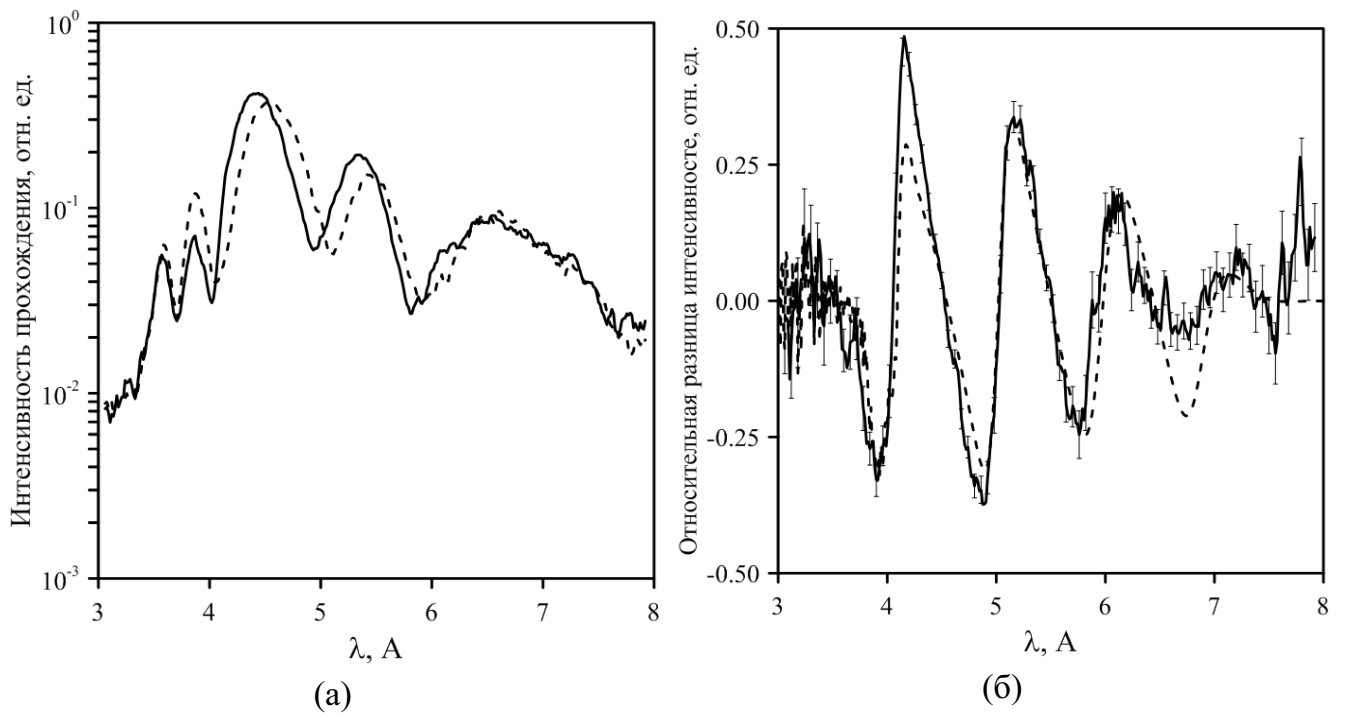


Рисунок С.5. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = 6.8$  мрад и внешних полях  $H_1 = 19.50$  Э и  $H_2 = -19.10$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

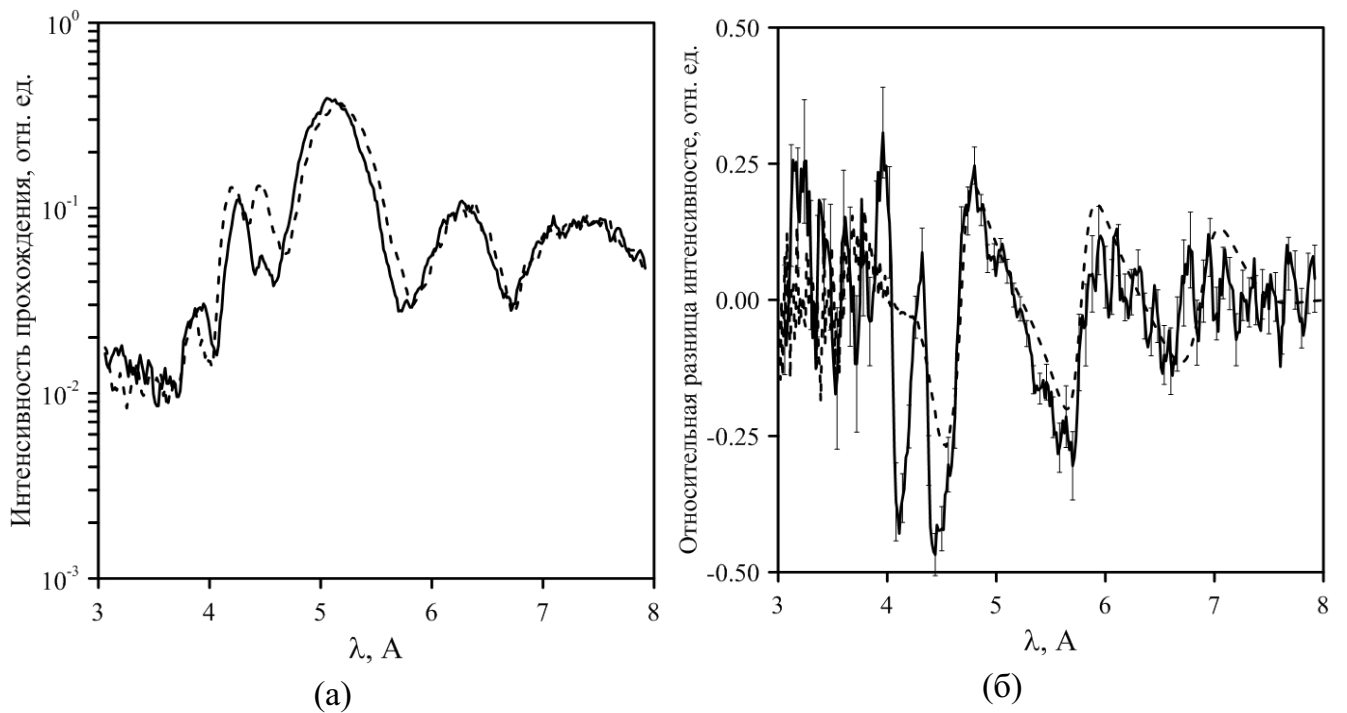


Рисунок С.6. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 17.40$  Э и  $H_2 = -17.60$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

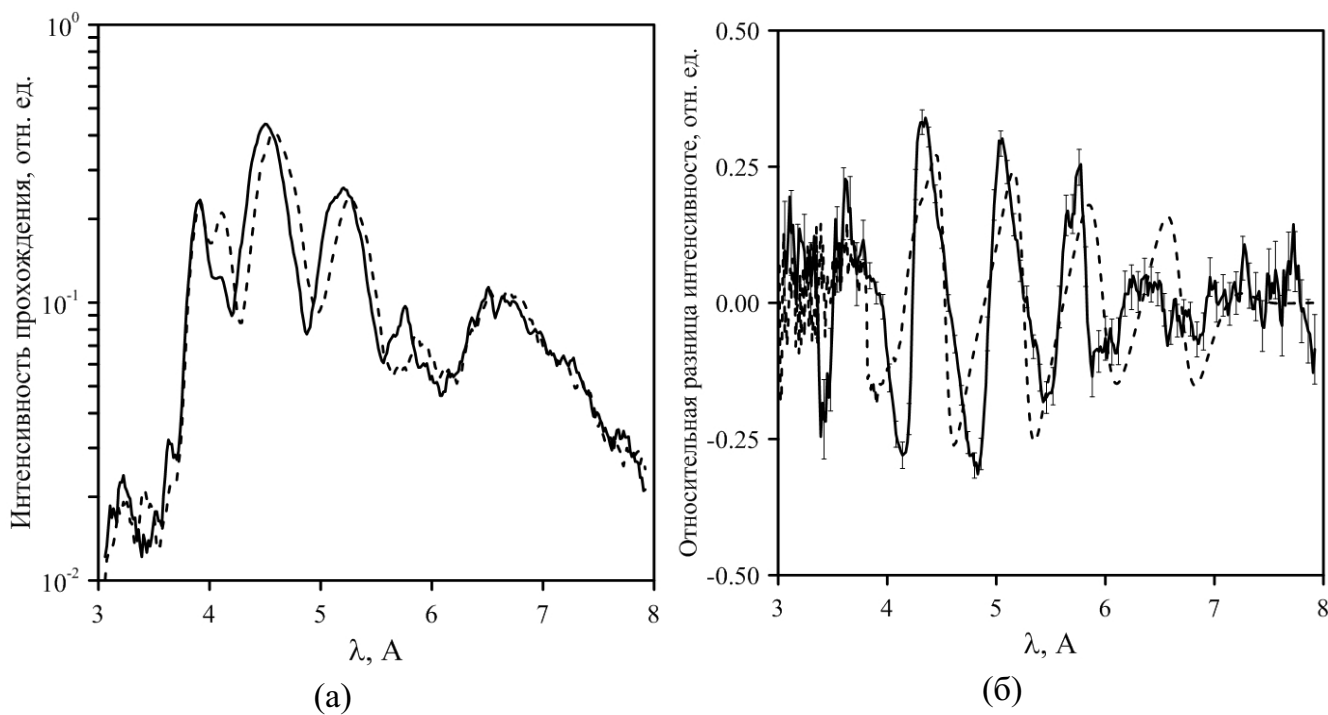


Рисунок С.7. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = 6.8$  мрад и внешних полях  $H_1 = 25.35$  Э и  $H_2 = -25.65$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

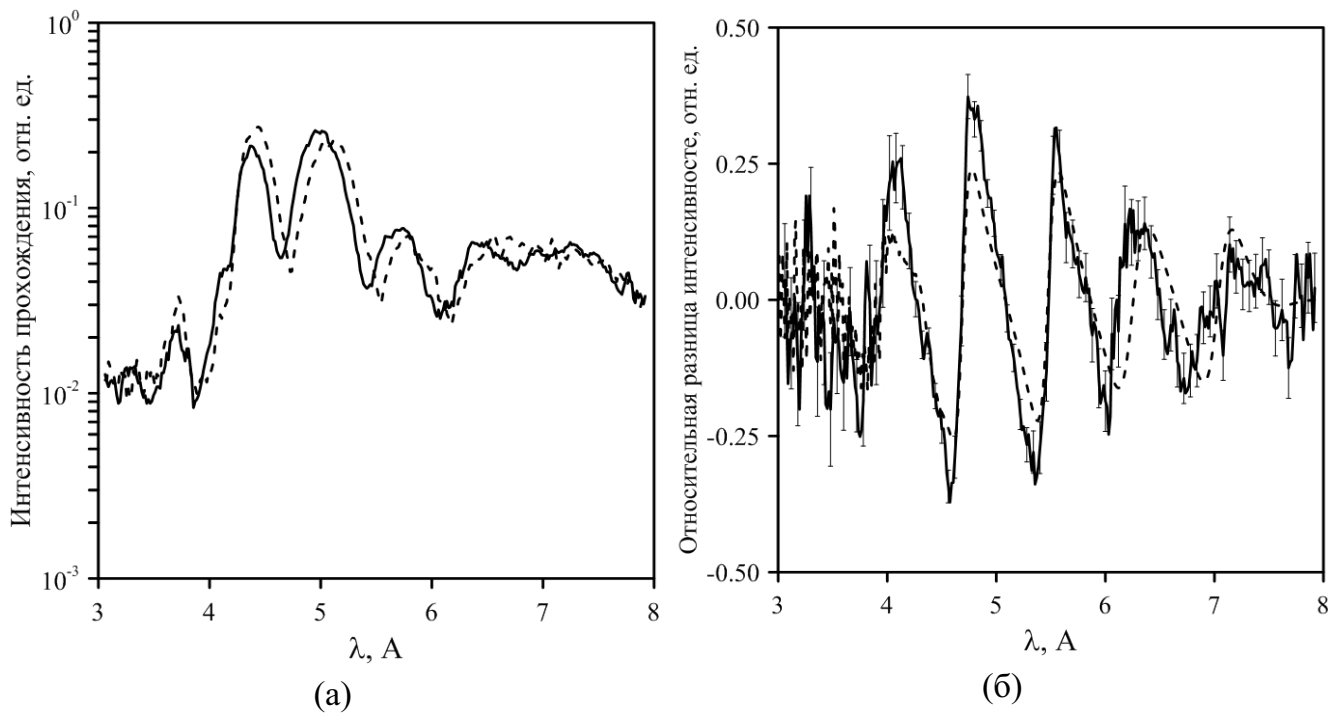


Рисунок С.8. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле  $\alpha = -7.1$  мрад и внешних полях  $H_1 = 24.75$  Э и  $H_2 = -24.50$  Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия).

## Список рисунков

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1. | Поляризационная эффективность коммерческих суперзеркал [14]. По горизонтальной оси отложена проекция волнового вектора на ось $Z$ , а также угол скольжения в единицах угла полного внешнего отражения. . . . .   | 23 |
| 1.2. | Зеемановское пространственное расщепление при отражении нейтронов в неколлинеарной магнитной системе [20]. . . . .  | 24 |
| 1.3. | Простые случаи реализации неколлинеарной магнитной системы [20]. . .  | 26 |
| 1.4. | Кристаллическая структура силицида марганца с пространственной группой $P2_13$ [50]. . . . .  | 27 |
| 1.5. | (а) – Планарный спиновый клапан для измерения спиновой прецессии поляризованных носителей заряда [71]; (б) – Схема модификации спинового клапана для получения некопланарного распределения магнитного поля и наблюдения невзаимного транспорта электронов. . . . .                               | 31 |
| 1.6. | Качественная зависимость коэрцитивности поликристаллического образца от среднего размера зерна [83]. . . . .  | 34 |
| 2.1. | Три магнитных частицы, расположенные: одномерно (а) и двумерно (б). .   | 49 |
| 2.2. | Зеркальное отражение от магнитного зеркала. Сплошной и штриховой линиями изображены $ R_{11} $ и $ R_{22} $ . . . . .   | 55 |
| 2.3. | Последовательное отражение от трёх магнитных зеркал. . . . .  | 56 |
| 2.4. | Результаты расчёта последовательного отражения от трёх магнитных зеркал в зависимости от длины волны нейтронов. Сплошной и прерывистой линиями изображены интенсивности прохождения для прямого и обратного по времени процессов, штрих-пунктирной – величина относительной невзаимности. . . . . | 61 |
| 2.5. | Малоугловое рассеяние неполяризованных нейтронов на геликоиде . . . .   | 63 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.6. | Расчёт $T_{21}$ при рассеянии на MnSi . . . . .   | 66 |
| 3.1. | Система двух зеркал во внешнем магнитном поле. . . . .  | 70 |
| 3.2. | Коэффициенты отражения нейтронов со спином по (штрих-пунктирная линия) и против намагниченности зеркала (штриховая линия), степень поляризации отраженного нейтронов (сплошная линия). . . . .  | 72 |
| 3.3. | Коэффициент прохождения через систему двух зеркал во внешнем поле 20 Э. Некомпланарное (а) и компланарное (б) распределения поля. Сплошной и пунктирной линией изображены прямой и обратный по времени процесс прохождения. В компланарной системе прохождение этих двух случаев совпадает. . . . .   | 73 |
| 3.4. | Коэффициент прохождения через систему двух зеркал во внешнем поле 40 Э. Некомпланарное (а) и компланарное (б) распределения поля. Сплошной и пунктирной линией изображены прямой и обратный по времени процесс прохождения. В компланарной системе прохождение этих двух случаев совпадает. . . . .   | 74 |
| 3.5. | (а) – Результаты малоугловой рентгеновской рефлектометрии стеклянных подложек. Сплошная кривая – результат моделирования в программном комплексе DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS; (б) – Атомно-силовое изображение поверхности полированной стеклянной подложки. . . . .  | 77 |
| 3.6. | (а) – Результаты малоугловой рентгеновской рефлектометрии магнитных пленок. Сплошная кривая – результат моделирования в программном комплексе DIFFRAC.Leptos 7.04 от Bruker AXS; (б) – Атомно-силовое изображение поверхности магнитной пленки. . . . .   | 78 |
| 3.7. | Петля перемагничивания вдоль длинной (сплошная линия) и короткой (штриховая линия) сторон (точка №1, зеркало №193). . . . .   | 79 |
| 3.8. | (а) – Сравнение отражение идеального коллимированного пучка (сплошные линии) и пучка с расходимостью 1 мрад (пунктирные кривые); (б) – Измеренная поляризационная эффективность при приложении поля вдоль поверхности зеркала (пунктирная линия), в нулевом поле (сплошная линия) и результат моделирования (штрих-пунктирные линии). . . . . | 80 |
| 3.9. | Геометрический ход пучка нейтронов. . . . .   | 82 |

|  |    |
|--|----|
| 3.10. Две схемы эксперимента по измерению обращённого по времени процесса.   | 83 |
| 3.11. Принципиальная схема рефлектометра REMUR. . . . .  | 83 |
| 3.12. Спектральная плотность потока нейтронов. . . . .   | 87 |
| 3.13. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 18.40$ Э и $H_2 = -19.50$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 89 |
| 3.14. Прохождение неполяризованных нейтронов через некомпланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 25.20$ Э и $H_2 = -24.00$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 89 |
| 3.15. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = 6.8$ мрад и внешних полях $H_1 = 19.50$ Э и $H_2 = -19.10$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .   | 90 |
| 3.16. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 24.75$ Э и $H_2 = -24.50$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 90 |
| 3.17. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через некомпланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции. . . . . | 92 |
| 3.18. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через компланарную систему с внешним полем 18 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции. . . . .   | 92 |

|   |     |
|---|-----|
| 3.19. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через некопланарную систему с внешним полем 25 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции. . . . . | 93  |
| 3.20. Сплошная и штриховая линии соответствуют прямому и обратному по времени процессу; Модельное прохождение нейтронов через компланарную систему с внешним полем 25 Э (а); результат измерений (б); на врезке приведены теоретическая (штриховая линия) и экспериментальная (сплошная линия) корреляционные функции. . . . .  | 93  |
| C.1. Прохождение неполяризованных нейтронов через некопланарную систему при угле $\alpha = 6.8$ мрад и внешних полях $H_1 = 17.45$ Э и $H_2 = -18.75$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 120 |
| C.2. Прохождение неполяризованных нейтронов через некопланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 18.40$ Э и $H_2 = -19.50$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .   | 120 |
| C.3. Прохождение неполяризованных нейтронов через некопланарную систему при угле $\alpha = 6.8$ мрад и внешних полях $H_1 = 25.70$ Э и $H_2 = -25.10$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 121 |
| C.4. Прохождение неполяризованных нейтронов через некопланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 25.20$ Э и $H_2 = -24.00$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .   | 121 |
| C.5. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = 6.8$ мрад и внешних полях $H_1 = 19.50$ Э и $H_2 = -19.10$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .   | 122 |

|  |     |
|--|-----|
| С.6. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 17.40$ Э и $H_2 = -17.60$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . . | 122 |
| С.7. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = 6.8$ мрад и внешних полях $H_1 = 25.35$ Э и $H_2 = -25.65$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . .  | 123 |
| С.8. Прохождение неполяризованных нейтронов через компланарную систему при угле $\alpha = -7.1$ мрад и внешних полях $H_1 = 24.75$ Э и $H_2 = -24.50$ Э. (а) – интенсивности прохождения; (б) – относительная невзаимность и результат моделирования (пунктирная линия). . . . . | 123 |



## Литература

- [1] Гуревич, И. И. Физика нейтронов низких энергий [Текст] / И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов. — Москва : Главная редакция физико-математической литературы, 1965.
- [2] Вонсовский, С. В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков [Текст] / С. В. Вонсовский. — Москва : Наука, 1971.
- [3] Zutic, I. Spintronics: Fundamentals and applications [Text] / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 323.
- [4] Игнатович, В. К. Деполяризация ультрахолодных нейтронов при преломлении и отражении на поверхности магнитных пленок [Текст] / В. К. Игнатович // Письма в ЖЭТФ. — 1978. — Т. 28. — С. 311.
- [5] Zeeman splitting of surfaced-scattered neutrons [Text] / G. P. Felcher, S. Andewalla, V. O. De Haan, A. A. Van Well // Letters to Nature. — 1995. — Vol. 377. — P. 409.
- [6] Малеев, С. В. Рассеяние поляризованных нейтронов в магнетиках [Текст] / С. В. Малеев // УФН. — 2002. — Т. 172. — С. 617.
- [7] Robust Formation of Skyrmions and Topological Hall Effect Anomaly in Epitaxial Thin Films of MnSi [Text] / Yu. Li, N. Kanazawa, X. Z. Yu [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110. — P. 117202.
- [8] Tatara, G. Permanent current from noncommutative spin algebra [Text] / G. Tatara, H. Kohno // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 67. — P. 113316.
- [9] Single-Domain Circular Nanomagnets [Text] / R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 1042.
- [10] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика, том 3. Квантовая механика, нерелятивистская теория [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Наука, 1989.

- [11] Calvo, M. Quantum theory of neutrons in helical magnetic fields [Text] / M. Calvo // Physical Review B. — 1978. — Vol. 18. — P. 5078.
- [12] Овчинников, С. Г. Использование синхротронного излучения для исследования магнитных материалов [Текст] / С. Г. Овчинников // УФН. — 1999. — Т. 169. — С. 869.
- [13] Изюмов, Ю. А. Нейтронография магнетиков [Текст] / Ю. А. Изюмов, В. Е. Найш, Р. П. Озеров. — Москва : Атомиздат, 1981.
- [14] Supermirrors for neutrons [Electronic resource], SwissNeutronics AG. — [S. l. : s. n.]. — URL: <http://www.swissneutronics.ch/index.php?id=24>.
- [15] Sears, V. F. Neutron scattering lengths and cross sections [Text] / V. F. Sears // Neutron News. — 1992. — Vol. 3. — P. 26.
- [16] Плешанов, Н. К. Перспективы развития поляризационной нейтронной оптики на основе нового метода улучшения поляризующих покрытий [Текст] / Н. К. Плешанов // Журнал технической физики. — 2014. — Т. 84. — С. 123.
- [17] Fan analyzer of neutron beam polarization on REMUR spectrometer at IBR-2 pulsed reactor [Text] / Yu.V. Nikitenko, V.A. Ul'yanov, V.M. Pusenkov [et al.] // Nucl.Instrum.Method.A. — 2006. — Vol. 564. — P. 395.
- [18] Pleshanov, N.K. Two types of wide-angle fan analyzers for neutron beams [Text] / N.K. Pleshanov, A.F. Schebetov // Nucl.Instrum.Method.A. — 2011. — Vol. 634. — P. S117.
- [19] The crossed geometry of two super mirror polarisers — a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis [Text] / M. Kreuz, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, T. Soldner // Nucl.Instrum.Method.A. — 2005. — Vol. 547. — P. 583.
- [20] Kozhevnikov, S. Data representations of Zeeman spatial beam splitting in polarized neutron reflectometry [Text] / S. Kozhevnikov, F. Ott, F. Radu // J.Appl.Cryst. — 2012. — Vol. 45. — P. 814.

- [21] Scharpf, O. Theory of Magnetic Neutron Small-Angle Scattering using the Dynamical Theory of Diffraction instead of the Born Approximation. I. Determination of the Scattering Angle [Text] / O. Scharpf // *J.Appl.Cryst.* — 1978. — Vol. 11. — P. 626.
- [22] Korneev, D. A. Off-specular neutron reflection from magnetic media with nondiagonal reflectivity matrices [Text] / D. A. Korneev, V.I. Bodnarchuk, V. K. Ignatovich // *JETP Lett.* — 1996. — Vol. 63. — P. 900.
- [23] Non-specular spin-flipped neutron reflectivity from a cobalt film on glass [Text] / H. Fredrikze, T. Rekveldt, A. Vanwell [et al.] // *Physica B.* — 1998. — Vol. 248. — P. 157.
- [24] Polarization analysis of neutron reflectometry on non-collinear magnetic media: Polarized neutron reflectometry experiments on a thin cobalt film [Text] / R.W.E. Van De Kruijs, H. Fredrikze, M.Th. Rekveldt [et al.] // *Physica B.* — 2000. — Vol. 283. — P. 189.
- [25] Refraction of polarized neutrons in a magnetically non-collinear layer [Text] / V.L. Aksenov, E.B. Dokukin, S.V. Kozhevnikov [et al.] // *Physica B.* — 1997. — Vol. 234-236. — P. 513.
- [26] Aksenov, V.L. Spin-flipped transmission of polarized neutrons through Co film on glass [Text] / V.L. Aksenov, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko // *Physica B.* — 2000. — Vol. 276-278. — P. 956.
- [27] Kozhevnikov, S.V. Spin-flip and beam-splitting of polarized neutrons transmitted through a Co film on glass [Text] / S.V. Kozhevnikov // *Physica B.* — 2000. — Vol. 283. — P. 333.
- [28] Aksenov, V.L. Refraction of polarized neutrons on boundaries of a magnetic film [Text] / V.L. Aksenov, S.V. Kozhevnikov, Yu.V. Nikitenko // *Physica B.* — 2000. — Vol. 276-278. — P. 958.
- [29] Vector magnetization depth profile of a Laves-phase exchange-coupled superlattice obtained using a combined approach of micromagnetic simulation and neutron reflectometry

- [Text] / M.R. Fitzsimmons, S. Park, K. Dumesnil [et al.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 134413.
- [30] Spin-resolved off-specular neutron scattering from magnetic domain walls using the polarized  $^3\text{He}$  gas spin filter [Text] / F. Radu, A. Vorobiev, J. Major [et al.] // Physica B. — 2003. — Vol. 335. — P. 63.
- [31] Krist, Th. Non-specular reflectivity of spin flipped neutrons [Text] / Th. Krist, D.J. Muller, F. Mezei // Physica B. — 1999. — Vol. 267-268. — P. 194.
- [32] Magnetic induction and domain walls in magnetic thin films at remanence [Text] / F. Radu, V. Leiner, K. Westerholt [et al.] // J.Phys.Condens.Matter. — 2005. — Vol. 17. — P. 1711.
- [33] Reflection and refraction of spin-flip neutrons in a Fe-Gd structure [Text] / V.L. Aksenov, S.V. Kozhevnikov, Y.V. Nikitenko, H. Lauter // Physica B. — 2000. — Vol. 276-268. — P. 179.
- [34] Wildes, A.R. Some observations on polarized neutron reflectivity in applied fields [Text] / A.R. Wildes, M. Bjorck, G. Andersson // J.Phys.Condens.Matter. — 2008. — Vol. 20. — P. 295216.
- [35] Magnetic structures of Holmium. I. Virgin State [Text] / W.C. Koehler, J.W. Cable, M.K. Wilkinson, E.O. Wollan // Phys.Rev. — 1966. — Vol. 151. — P. 414.
- [36] Helicity of magnetic domains in holmium studied with circularly polarized x-rays [Text] / C. Sutter, G. Grubel, C. Vettier [et al.] // Phys. Rev. B. — 1997. — Vol. 55. — P. 954.
- [37] Interaction between the spin chirality and the elastic torsion [Text] / V.I.Fedorov, A.G.Gukasov, V.Kozlov [et al.] // Physics Letters A. — 1997. — Vol. 224. — P. 372.
- [38] Helical spin structure in manganese silicide MnSi [Text] / Y. Ishikawa, K. Tajima, D.Bloch, M.Roth // Solid State Commun. — 1976. — Vol. 19. — P. 525.
- [39] Magnetic excitations in the weak itinerant ferromagnet MnSi [Text] / Y. Ishikawa, G. Shirane, J.A. Tarvin, M. Kohgi // Phys. Rev. B. — 1977. — Vol. 16. — P. 4956.

- [40] Spiral magnetic correlation in cubic MnSi [Text] / G. Shirane, R. Cowley, C. Majkrzak [et al.] // Phys. Rev. B. — 1983. — Vol. 28. — P. 6251.
- [41] Field-induced reorientation of the spin helix in MnSi near  $T_c$  [Text] / S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, A.I. Okorokov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 224440.
- [42] Magnetic structure of MnSi under an applied field probed by polarized small-angle neutron scattering [Text] / S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, A. I. Okorokov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 214414.
- [43] Magnetic structure of  $Fe_{1-x}Co_xSi$  in a magnetic field studied via small-angle polarized neutron diffraction [Text] / S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, D. Menzel [et al.] // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 76. — P. 224424.
- [44] Principal interactions in the magnetic system  $Fe_{1-x}Co_xSi$ : Magnetic structure and critical temperature by neutron diffraction and SQUID measurements [Text] / S.V. Grigoriev, S.V. Maleyev, V.A. Dyadkin [et al.] // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 76. — P. 092407.
- [45] Grigoriev, S.V. From spiral to ferromagnetic structure in B20 compounds: Role of cubic anisotropy [Text] / S.V. Grigoriev, A.S. Sukhanov, S.V. Maleyev // Phys. Rev. B. — 2015. — Vol. 91. — P. 224429.
- [46] Нецентросимметричные кубические геликоидальные ферромагнетики  $Mn_{1-y}Fe_ySi$  и  $Fe_{1-x}Co_xSi$  [Текст] / С.В. Григорьев, В.А. Дядькин, С.В. Малеев [и др.] // ФТТ. — 2010. — Т. 52. — С. 852.
- [47] Дзялошинский, И.Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы [Текст] / И.Е. Дзялошинский // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 46. — С. 1420.
- [48] Moriya, T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism [Text] / T. Moriya // Phys.Rev. — 1960. — Vol. 120. — P. 91.
- [49] Bak, P. Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe [Text] / P. Bak, M.H. Jensen // J.Phys.C. — 1980. — Vol. 13. — P. L881.

- [50] Mn vacancy defects, grain boundaries and A-phase stability of helimagnet MnSi [Text] / T.Y. Ou-Yang, G.J. Shu, J.-Y. Lin [et al.] // J.Phys.Cond.Matt. — 2016. — Vol. 28. — P. 026004.
- [51] Roβler, U.K. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals [Text] / U.K. Roβler, A.N. Bogdanov, C. Pfleiderer // Nature. — 2006. — Vol. 442. — P. 797.
- [52] Богданов, А.Н. Термодинамически стабильные вихри в магнитоупорядоченных кристаллах. Смешанное состояние магнетиков [Текст] / А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский // ЖЭТФ. — 1989. — Т. 95. — С. 178.
- [53] Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi [Text] / C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Falus [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 102. — P. 197202.
- [54] Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet [Text] / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz [et al.] // Science. — 2009. — Vol. 323. — P. 915.
- [55] Фраерман, А.А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой [Текст] / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // ЖЭТФ. — 2007. — Т. 131. — С. 71.
- [56] Аксенов, В.Л. Отражение нейтронов от геликоидальной системы [Текст] / В.Л. Аксенов, В.К. Игнатович, Ю.В. Никитенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2007. — Т. 9. — С. 40.
- [57] Ignatovich, V. Reflection of neutrons from fan-like magnetic systems [Text] / V. Ignatovich, Yu. Nikitenko, F. Radu // American Journal of Modern Physics and Application. — 2014. — Vol. 1. — P. 7.
- [58] Lazuta, A.V. On neutron polarization in critical scattering above the Curie point [Text] / A.V. Lazuta, S.V. Maleyev, B.P. Toperverg // Phys.Lett. — 1978. — Vol. 65A. — P. 348.
- [59] Experimental observation of the asymmetry of polarized neutron critical scattering from Fe above  $T_c$  [Text] / A.I. Okorokov, A.G. Gukasov, I.M. Otchik, V.V. Runov // Phys.Lett. — 1978. — Vol. 65A. — P. 60.

- [60] Udalov, O.G. Skew scattering of cold unpolarized neutrons in ferromagnetic crystal [Text] / O.G. Udalov // J.Phys.Soc.Jap. — 2013. — Vol. 82. — P. 064714.
- [61] Udalov, O.G. Hall effect for neutrons scattered by an *A*-phase MnSi crystal [Text] / O.G. Udalov, A.A. Fraerman // Phys.Rev B. — 2014. — Vol. 90. — P. 064202.
- [62] Игнатович, В.К. Прохождение поляризованных нейтронов через магнитные слоистые системы [Текст] / В.К. Игнатович, Ю.В. Никитенко, А.А. Фраерман // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2010. — Т. 137. — С. 886.
- [63] Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices [Text] / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1988. — Vol. 61. — P. 2472.
- [64] Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange [Text] / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // Phys. Rev. B. — 1989. — Vol. 39. — P. 4828.
- [65] Julliere, M. Tunneling between ferromagnetic films [Text] / M. Julliere // Physics Letters A. — 1975. — Vol. 54. — P. 225.
- [66] Fert, A. Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics [Text] / A. Fert // Rev. Mod. Phys. — 2008. — Vol. 80. — P. 1517–1530.
- [67] Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers [Text] / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. — 1996. — Vol. 159. — P. L1.
- [68] Berger, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current [Text] / L. Berger // Phys. Rev. B. — 1996. — Vol. 54. — P. 9353.
- [69] Loss, D. Berry's phase and persistent charge and spin currents in textured mesoscopic rings [Text] / D. Loss, P. Goldbart, A. V. Balatsky // Phys. Rev. Lett. — 1990. — Vol. 65. — P. 1655.
- [70] Fraerman, A. A. Diode effect in a medium with helical magnetic structure [Text] / A. A. Fraerman, O. G. Udalov // Phys. Rev. B. — 2008. — Vol. 77. — P. 094401.

- [71] Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve [Text] / F.J. Jedema, H.B. Heersche, A.T. Filip [et al.] // Nature. — 2002. — Vol. 416. — P. 713.
- [72] A.Crepieux. Dzyaloshinsky–Moriya interactions induced by symmetry breaking at a surface [Text] / A.Crepieux, C.Lacroix // J. Magn. Magn. Mater. — 1998. — Vol. 182. — P. 341.
- [73] Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces [Text] / H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart A. Fert, M. Chshiev // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — P. 267210.
- [74] О возможности наблюдения эффектов хиральной симметрии в ферромагнитных наночастицах [Текст] / С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев [и др.] // Физика твердого тела. — 2006. — Т. 48. — С. 1791.
- [75] Symmetry breaking in the formation of magnetic vortex states in a permalloy nanodisk [Text] / M.-Y. Im, P. Fischer, K. Yamada [et al.] // Nature communications. — 2012. — Vol. 3. — P. 983.
- [76] Control of vortex chirality in regular polygonal nanomagnets using in-plane magnetic field [Text] / S. Yakata, M. Miyata, S. Nonoguchi [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2010. — Vol. 97. — P. 222503.
- [77] Domain state model for exchange bias. I. Theory [Text] / U. Nowak, K.D. Usadel, J. Keller [et al.] // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66. — P. 014430.
- [78] Domain state model for exchange bias. II. Experiments [Text] / U. Nowak, K.D. Usadel, J. Keller [et al.] // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66. — P. 014431.
- [79] Exchange bias in nanostructures [Text] / J. Nogues, J. Sort, V. Langlais [et al.] // Physics reports. — 2005. — Vol. 422. — P. 65.
- [80] Malozemoff, A.P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces [Text] / A.P. Malozemoff // Phys. Rev. B. — 1987. — Vol. 35. — P. 3679.



- [81] Jung, H.S. Influence of underlayers on the soft properties of high magnetization FeCo films [Text] / H.S. Jung, W.D. Doyle, S. Matsunuma // J. Appl. Phys. — 2003. — Vol. 93. — P. 6462.
- [82] Herzer, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets [Text] / G. Herzer // IEEE Trans.Magn. — 1990. — Vol. 26. — P. 1397.
- [83] Preparation of high moment CoFe films with controlled grain size and coercivity [Text] / M. Vopsaroiua, M. Georgieva, P.J. Grundy [et al.] // J. Appl. Phys. — 2005. — Vol. 97. — P. 10N303.
- [84] Imry, Y. Random-Field Instability of the Ordered State of Continuous Symmetry [Text] / Y. Imry, S.-K. Ma // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 35. — P. 1399.
- [85] Alben, R. Random anisotropy in amorphous ferromagnets [Text] / R. Alben, J.J. Becker, M.C. Chi // J. Appl. Phys. — 1978. — Vol. 49. — P. 1653.
- [86] Chudnovsky, E.M. Ordering in ferromagnets with random anisotropy [Text] / E.M. Chudnovsky, W.M. Saslow, R.A. Serota // Phys. Rev. B. — 1986. — Vol. 33. — P. 251.
- [87] Magnetization reversal and interlayer coupling in  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  nanomagnets [Text] / V. Satya Narayana Murthy, C. Krishnamoorthi, R. Mahendiran, A.O. Adeyeye // J. Appl. Phys. — 2009. — Vol. 105. — P. 023916.
- [88] Random and exchange anisotropy in consolidated nanostructured Fe and Ni: Role of grain size and trace oxides on the magnetic properties [Text] / J.F. Loffler, J.P. Meier, B.Doudin [et al.] // Phys. Rev. B. — 1998. — Vol. 57. — P. 2915.
- [89] Echigoya, J. Grain-size dependence of coercive force in sputtered and annealed iron films [Text] / J. Echigoya, Ren Yue // J.Sci.Mater. — 2005. — Vol. 40. — P. 3209.
- [90] M.E.McHenry. Nano-scale materials development for future magnetic applications [Text] / M.E.McHenry, D.E.Laughlin // Acta.Mater. — 2000. — Vol. 48. — P. 223.
- [91] Electron scattering on a magnetic skyrmion in the nonadiabatic approximation [Text] / K. S. Denisov, I. V. Rozhansky, N. S. Averkiev, E. Lahderanta // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 117. — P. 027202.

- [92] Mezei, F. Neutron Spin Echo Spectroscopy. Basics, Trends and Applications [Text] / F. Mezei, C. Pappas, T. Gutberlet. — [S. l.] : Springer Science & Business Media, 2003.
- [93] Mezei, F. Neutron spin echo: a new concept in polarized thermal neutron techniques [Text] / F. Mezei // Z. Physik. — 1972. — Vol. 255. — P. 146.
- [94] Никитенко, Ю.В. Спин-эхо спектрометр нейтронов скользящей геометрии [Текст] / Ю.В. Никитенко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — Т. 2. — С. 16.
- [95] Двухзеркальный спин-волновой интерферометр нейтронов [Текст] / Ю.В. Никитенко, В.К. Игнатович, С.В. Кожевников, А.В. Петренко // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — Т. 10. — С. 5.

## Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Татарский, Д. А. Невзаимность упругого рассеяния неполяризованных нейтронов магнитными системами с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2012. — Т. 142, № 10. — С. 710.
- [A2] Гусев, С. А. О влиянии микрокристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных пленок и структур на их основе [Текст] / С. А. Гусев, Д. А. Татарский, А. Ю. Климов, В. В. Рогов, Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников, Б. А. Грибков, И. М. Нефёдов, А. А. Фраерман // Физика твердого тела. — 2013. — Т. 55, № 3. — С. 435.
- [A3] Татарский, Д. А. Невзаимная ячейка для нейтронов [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, О. Г. Удалов, Ю. В. Никитенко, А. А. Фраерман // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 102, № 10. — С. 721.
- [A4] Татарский, Д. А. Высококоэрцитивные магнитные зеркала-поляризаторы для тепловых нейтронов [Текст] / Д. А. Татарский, Б. А. Грибков, Н. С. Гусев, В. В. Рогов, П. А. Юнин, С. Н. Вдовичев // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2016. — № 5. — С. 23.
- [A5] Татарский, Д. А. Особенности движения частиц со спином  $1/2$  в некомпланарном магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, О. Г. Удалов, Ю. В. Никитенко, А. А. Фраерман // Успехи Физических Наук. — 2016. — Т. 186, № 6. — С. 654.

- [A6] Татарский, Д. А. Невзаимное рассеяние нейтронов геликоидальными ферромагнетиками [Текст] / Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // Физика твердого тела. — 2016. — Т. 58, № 11. — С. 2157.
- [A7] Татарский, Д. А. Невзаимность рассеяния нейтронов от ферромагнетиков с некомпланарным распределением намагниченности [Текст] / Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // XIII международный симпозиум «Нанofизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, 16-20 марта 2009 г). — Т. 2. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2009. — С. 512.
- [A8] Татарский, Д. А. Невзаимность и нарушение принципа детального равновесия при упругом рассеянии неполяризованных нейтронов системами с некомпланарной магнитной структурой [Текст] / Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // XIV международный симпозиум «Нанofизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, 15-19 марта 2010 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2010. — С. 99–100.
- [A9] Татарский, Д. А. Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой трёх ферромагнитных зеркал с некомпланарной намагниченностью [Текст] / Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман // XIV международный симпозиум «Нанofизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, 15-19 марта 2010 г). — Т. 2. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2010. — С. 407–408.
- [A10] Грибков, Б. А. О влиянии поликристаллической структуры на магнитные свойства ферромагнитных частиц [Текст] / Б. А. Грибков, С. А. Гусев, А. Ю. Климов [и др.] // XVI международный симпозиум «Нанofизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, 12-16 марта 2012 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2012. — С. 163–164.
- [A11] Татарский, Д. А. Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух зеркал во внешнем магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, В. В. Рогов [и др.] // XVII международный симпозиум «Нанofизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, 11-15 марта 2013 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2013. — С. 167–168.

- [A12] Вдовичев, С. Н. Комплексная диагностика магнитных наноструктур [Текст] / С. Н. Вдовичев, С. А. Гусев, Н. В. Смирнов [и др.] // XVIII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 10-14 марта 2014 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2014. — С. 129–130.
- [A13] Татарский, Д. А. Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев [и др.] // XVIII международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 10-14 марта 2014 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2014. — С. 200–201.
- [A14] Рябкова, М. С. Особенности отражения нейтронов от систем с геликоидальным распределением магнитной индукции [Текст] / М. С. Рябкова, Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // XIX международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 10-14 марта 2015 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2015. — С. 203–204.
- [A15] Татарский, Д. А. Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, А. А. Фраерман // XX международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Н. Новгород, 14-18 марта 2016 г). — Т. 1. — Н. Новгород : Институт физики микроструктур РАН, 2016. — С. 263–264.
- [A16] Татарский, Д. А. Невзаимность отражения неполяризованных тепловых нейтронов системой двух магнитных зеркал во внешнем магнитном поле [Текст] / Д. А. Татарский, С. Н. Вдовичев, Н. В. Смирнов, С. А. Гусев // XXV Российская конференция по электронной микроскопии (Черноголовка, 2-6 июля 2014 г). — С. 97.
- [A17] Tatarskiy, D. A. Nonreciprocal reflection of unpolarized thermal neutrons by pair of magnetic mirrors in external magnetic field [Text] / D. A. Tatarskiy, A. V. Petrenko, V. V. Rogov [et al.] // International conference on neutron scattering 2013 (Edinburgh, July 8-12, 2013). — Edinburgh: 2013. — P. 158.
- [A18] Tatarskiy, D. A. Nonreciprocal unpolarized neutron reflection in noncoplanar magnetic field of two magnetic mirrors in the external field [Text] / D. A. Tatarskiy, A. V. Pe-

trenko, S. N. Vdovichev [et al.] // International Conference "Condensed Matter Research at the IBR-2" (Dubna, June 24-27, 2014). — Dubna: 2014. — P. 28.

[A19] Tatarskiy, D. A. Nonreciprocal unpolarized neutron reflection in noncoplanar magnetic field of two magnetic mirrors in the external field [Text] / D. A. Tatarskiy, A. V. Petrenko, S. N. Vdovichev [et al.] // International Symposium Spin Waves 2015 (St. Peterburg, June 24-27, 2015). — St. Peterburg: 2015. — P. 22.

[A20] Tatarskiy, D. A. Nonreciprocal neutron diffraction on helical magnets [Text] / D. A. Tatarskiy, A. A. Fraerman // International Workshop "Dzyaloshinskii-Moriya interaction" 2017 (Peterhof, May 23-26, 2017). — St. Peterburg: 2017. — P. 114-115.