

# ПЛОСКИЕ НЕЙТРОННЫЕ ВОЛНОВОДЫ

*С. В. Кожевников* \*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

|   |     |
|---|-----|
| ВВЕДЕНИЕ                                  | 284 |
| РЕЗОНАНСНЫЕ СТРУКТУРЫ                     | 286 |
| Интерференционные фильтры                 | 286 |
| Резонатор Фабри–Перо                      | 288 |
| Резонаторы                                | 288 |
| Волноводы                                 | 291 |
| КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ                   | 293 |
| Расчеты                                   | 293 |
| Экспериментальные результаты              | 297 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК        | 310 |
| Описание метода                           | 310 |
| Эксперименты                              | 313 |
| ЗОНДОВАЯ НЕЙТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ           | 322 |
| Угловая расходимость микропучка           | 322 |
| Собственная спектральная ширина резонанса | 334 |
| Поляризация микропучка                    | 335 |
| Исследование магнитной проволочки         | 343 |
| Интенсивность микропучка                  | 347 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ                                | 350 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ                         | 351 |

---

\*E-mail: kozhevnikov@nf.jinr.ru

# ПЛОСКИЕ НЕЙТРОННЫЕ ВОЛНОВОДЫ

*С. В. Кожевников\**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Плоский нейтронный волновод представляет собой трехслойную пленку, которая преобразует обычный пучок нейтронов в узкий расходящийся микропучок. В обзоре представлены результаты исследования плоских нейтронных волноводов и примеры их использования для изучения магнитных наноструктур.

A planar neutron waveguide is a tri-layer film which transforms a conventional neutron beam into a narrow divergent microbeam. We review the results of the investigations of neutron planar waveguides and examples of its applications for the investigations of magnetic nanostructures.

PACS: 03.75.Be; 75.70.-i

## ВВЕДЕНИЕ

Различия свойств нейтронов и рентгеновского излучения делает их взаимодополняющими методами исследования вещества. Нейтроны обладают изотопной чувствительностью, высокой проникающей способностью и собственным магнитным моментом, поэтому нейтронное излучение широко используется для исследования биологических объектов, полимеров и магнитных структур. В отличие от нейтронного рентгеновское излучение не имеет изотопной чувствительности, сильно взаимодействует с веществом и обладает низкой проникающей способностью. В связи с развитием техники эксперимента синхротронное рентгеновское излучение в последнее время стало активно использоваться в тех областях, в которых раньше традиционно применялись нейтроны (исследование структуры белков и изучение магнетизма в тонких пленках). Тем не менее пока еще существуют объекты, недоступные для рентгеновского излучения и подходящие для нейтронного. Это, например, объемные магнитные материалы.

Масштаб размеров исследуемых локальных неперIODических структур определяется размерами используемого нейтронного пучка. В стандартном нейтронном эксперименте ширина пучка составляет от 0,1 до 10 мм. Чтобы

---

\*E-mail: kozhevn@nf.jinr.ru

изучать объекты в масштабе нескольких микрометров, требуются более узкие пучки. Для этой цели на протяжении многих лет разрабатываются различные фокусирующие устройства: преломляющие линзы, дифракционные решетки, изогнутые кристаллы-монокроматоры и др. [1]. Они могут сжать нейтронные пучки до 50 мкм. Достичь меньшей ширины пучка не удастся из-за ограничений, которые определяются оптическими свойствами используемых материалов и технологий их обработки. Более простой и эффективный способ создания нейтронных микропучков — плоские волноводы, представляющие собой трехслойную пленку. Они преобразуют обычный коллимированный нейтронный пучок в узкий расходящийся микропучок, сжатый в одном направлении до ширины 0,1–10 мкм.

Источники нейтронов производят сильно расходящиеся нейтронные пучки низкой интенсивности. При этом нейтронные пучки трудно фокусировать, так как нейтроны слабо взаимодействуют с веществом. А синхротронные источники рентгеновского излучения формируют коллимированные пучки высокой интенсивности, которые сильно взаимодействуют с веществом. Поэтому фокусировать их сравнительно легко. Существуют и широко используются одномерные (плоские) и двумерные (прямоугольного сечения) рентгеновские волноводы, которые сжимают пучок соответственно в одном или двух направлениях. Для нейтронов на сегодня существуют только плоские волноводы, так как низкая интенсивность начального пучка недостаточна для получения микропучка, сжатого в двух направлениях.

Свойства материалов для низкоразмерных (двумерных и одномерных) наноструктур резко отличаются от свойств в объеме вещества. Как следствие, низкоразмерные структуры активно используются для изучения физических явлений и практического применения. Поэтому поиск и развитие новых методов исследования слоистых структур являются актуальными задачами. Например, магнитные пленки широко используются на практике для магнитной записи и хранения информации, в датчиках магнитного поля и т.п. Стандартным методом изучения многослойных магнитных пленок является рефлектометрия поляризованных нейтронов (РПН) [2–6]. Она позволяет определять величину и направление намагниченности в каждом слое. При этом РПН чувствительна к изменениям структуры пленок порядка 0,1 нм в направлении, перпендикулярном поверхности, и нечувствительна к неоднородностям в плоскости образца. Метод незеркального рассеяния нейтронов [7] дает возможность изучать сравнительно большие неоднородности размерами от 600 нм до 60 мкм в плоскости образца в направлении вдоль распространения пучка нейтронов. С помощью малоуглового рассеяния нейтронов в скользящей геометрии GISANS (Grazing Incidence Small-Angle Neutron Scattering) [8, 9] можно исследовать неоднородности малых размеров в диапазоне от 3 до 100 нм в плоскости пленки в направлении, перпендикулярном падающему пучку. Совместное использование трех указанных методов дает возмож-

ность изучения наноструктур в трех направлениях, что повышает качество исследований. Но при этом параметры структуры определяются не напрямую, а с помощью модельных расчетов. Наиболее информативными и ценными являются методы, которые позволяют определять параметры системы напрямую без модельных расчетов. В обзорах [10, 11] обсуждаются прямые методы исследования магнитных пленок, недоступных для РПН: ларморовская прецессия спина нейтронов, зеемановское пространственное расщепление пучка нейтронов и спиновый нейтронный резонанс в веществе. В обзоре [10] также представлен метод каналирования поляризованных нейтронов в плоских волноводах.

Актуальным направлением является расширение возможностей РПН путем комбинации с более чувствительными методами. Например, РПН в сочетании с ларморовской прецессией спина нейтрона [12–15] позволяет разделить интенсивности зеркально отраженных и незеркально рассеянных нейтронов, которые перекрываются в пространстве и являются неразличимыми для рефлектометрии. В работе [16] представлен экспериментальный метод прямого определения величины и направления намагниченности магнитной пленки с помощью незеркального рассеяния нейтронов. В работах [17, 18] развит метод РПН с переменным во времени внешним магнитным полем для исследования динамики магнитной доменной структуры в пленках.

Еще одним способом повышения чувствительности стандартной рефлектометрии является резонансное усиление слабого взаимодействия нейтронов с веществом. Для этого используются различные резонансные слоистые структуры, в том числе и плоские волноводы. В данном обзоре мы приводим результаты исследования плоских нейтронных волноводов и примеры их применения для изучения магнитных наноструктур.

## 1. РЕЗОНАНСНЫЕ СТРУКТУРЫ

Взаимодействие нейтронов с веществом характеризуется плотностью длины рассеяния (ПДР) нейтронов  $\rho = \rho_N + \rho_M$ , которая имеет компоненты ядерного  $\rho_N$  и магнитного  $\rho_M$  взаимодействий. В рефлектометрии поляризованных нейтронов определяется ПДР слоистой структуры в зависимости от координаты  $z$  перпендикулярно слоям  $\rho(z)$ . Существуют несколько резонансных слоистых структур: интерференционный фильтр (IF), резонатор Фабри–Перо (FP), резонатор (R) и волновод (WG). Их свойства сведены на рис. 1 в виде таблицы. ПДР этих структур имеет общий вид потенциальной ямы, но соотношение толщин слоев может различаться.

**1.1. Интерференционные фильтры.** Интерференционные фильтры (IF) имеют примерно одинаково тонкие слои (см. рис. 1), через которые нейтроны определенной энергии проходят насквозь туннельным образом. Внутри среднего слоя происходит резонансное усиление плотности волновой функции

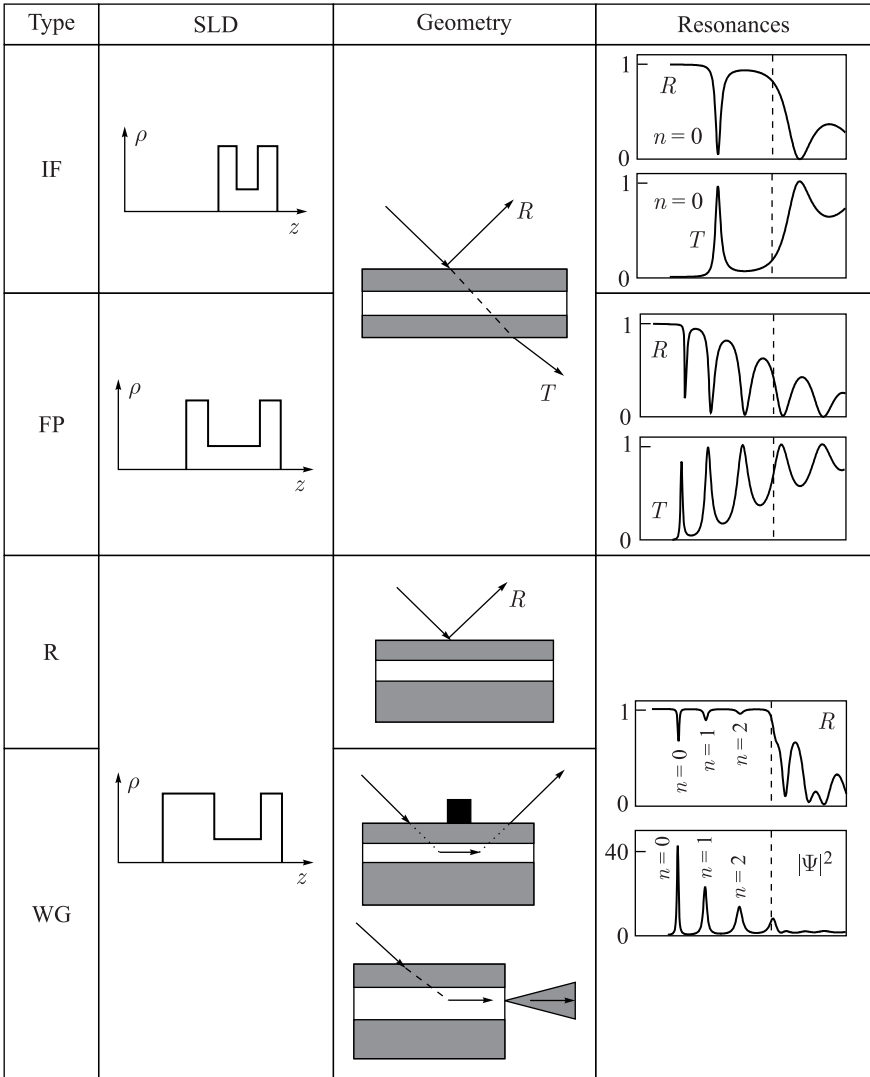


Рис. 1. Резонансные структуры на основе трехслойных пленок: интерференционный фильтр (IF), резонатор Фабри–Перо (FP), резонатор (R), волновод (WG)

нейтронов. При этом на коэффициенте зеркального отражения  $R$  в области полного отражения наблюдается узкий минимум, а в пропускании  $T$  возникает узкий максимум по энергии. Такое явление называется фрустрированным полным отражением. Интерференционные фильтры по принципу действия

являются нейтронным аналогом оптического интерферометра Фабри–Перо. Энергия нейтронов в резонансе составляет величину порядка 100 нэВ, что соответствует энергии ультрахолодных нейтронов. Поэтому интерференционные фильтры уже давно и очень успешно используются для монохроматизации и спектрометрии ультрахолодных нейтронов. Разрешение по энергии определяется шириной резонанса, которая зависит от угловой расходимости начального пучка и качества изготовления слоистой структуры (однородности слоев по толщине, шероховатости границ раздела и т. п.). Лучшие фильтры имеют относительную ширину резонанса порядка нескольких процентов. Первые эксперименты с ультрахолодными нейтронами с применением интерференционных фильтров описаны в [19, 20]. Теоретически прохождение нейтронов через трехслойный фильтр рассмотрено в 1977 г. [21] и через многослойный фильтр в 1974 г. [22]. Обзор экспериментов с интерференционными фильтрами дан в работе [23].

**1.2. Резонатор Фабри–Перо.** Если средний слой интерференционного фильтра сделать достаточно широким (структура FP на рис. 1), то возникает интерференционная картина из множества минимумов на полном отражении и соответствующих им максимумов в пропускании. Эта интерференционная картина очень чувствительна к малым изменениям параметров структуры, поэтому такие фильтры вызывают интерес исследователей. Были предложения использовать их для монохроматизации и поляризации нейтронного пучка, измерения глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник, создания нейтронных интерферометров и др. Обзор экспериментов с интерференционными фильтрами с широким средним слоем можно найти в работе [24]. Чтобы отличить эти фильтры от интерференционных фильтров с одним резонансом, такие структуры называют резонаторами Фабри–Перо (FP).

**1.3. Резонаторы.** Принцип действия трехслойной резонансной структуры меняется, если нижний слой делать толстым (см. рис. 1). Нейтроны туннелируют через тонкий верхний слой и почти полностью отражаются от нижнего слоя. Затем в среднем слое происходит интерференция многократно отраженных нейтронных волн. Согласно теории резонансов в слоистых структурах [25], при выполнении периодических условий для фазы нейтронной волны в среднем слое шириной  $d$

$$\Phi(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n \quad (1)$$

наблюдается резонансное усиление плотности волновой функции нейтронов

$$|\Psi_n(\alpha_i)|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21}R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|}, \quad (2)$$

где  $\alpha_i$  — угол скольжения начального пучка;  $k_{0z} = k_0 \sin \alpha_i$  — проекция волнового вектора нейтронов в вакууме  $k_0 = 2\pi/\lambda$  на ось  $z$  перпендикулярно

слоям волновода;  $\lambda$  — длина волны нейтронов;  $k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}$  — волновой вектор нейтронов в волноводном слое;  $\rho_2$  — ПДР волноводного слоя;  $T_{02}$  — амплитуда пропускания нейтронов через верхний слой;  $R_{21}$  — амплитуда отражения нейтронов от верхнего слоя при распространении в волноводном слое;  $R_{23}$  — амплитуда отражения нейтронов от нижнего слоя при распространении в волноводном слое;  $n = 0, 1, 2, \dots$  — порядок резонанса. Если в трехслойной структуре образуются резонансно усиленные стоячие волны с плотностью  $|\Psi_n(\alpha_i)|^2 > 4$ , то по определению она называется резонатором. Коэффициент усиления может достигать  $10^3$  и зависит от качества структуры, коэффициента поглощения нейтронов внутри слоев, угловой расходимости пучка и т. д. Если образуются простые стоячие нейтронные волны с плотностью  $|\Psi_n(\alpha_i)|^2 \leq 4$ , то такая структура называется волноводом. Но это определение является слишком формальным. Например, коэффициент усиления нейтронной плотности в резонаторе может оказаться меньше 4 из-за несовершенства структуры, а волноводные структуры с коэффициентом усиления меньше 4 редко встречаются на практике. Поэтому лучше классифицировать слоистые структуры по цели их применения. Если используется резонансное усиление нейтронной плотности, то такие системы можно называть *резонаторами*. А если эксплуатируется свойство распространения нейтронов вдоль среднего слоя, то эти же структуры можно называть *волноводами*.

Обзор методов формирования, регистрации и применения нейтронных стоячих волн в слоистых структурах сделан в работе [26]. Резонансное усиление нейтронных стоячих волн можно наблюдать различными способами, зависящими от структуры и состава резонатора. В результате ядерной реакции при взаимодействии нейтронов с определенными химическими элементами возникает вторичное излучение, характерное именно для этих элементов: гамма-излучение, альфа-частицы, протоны, тритоны, осколки деления. Помещая исследуемый тонкий слой внутрь резонатора, можно резонансно усилить вероятность слабого взаимодействия нейтронов с этим тонким слоем. Таким образом значительно повышается чувствительность рефлектометрии нейтронов для исследования слоистых наноструктур. Резонансным максимумам интенсивности вторичного характеристического излучения соответствуют резонансные минимумы в интенсивности зеркально отраженных нейтронов в области полного отражения. При этом отношение эффекта к фону во вторичном характеристическом излучении значительно выше, чем в слабых резонансных минимумах в области полного отражения нейтронов. Еще одним способом является регистрация максимумов интенсивности нейтронов при их некогерентном рассеянии, отражении с переворотом спина, незеркальном отражении и каналировании.

В 1994 г. в работе [27] исследовался слоистый резонатор с водородсодержащим полимером. На коэффициентах зеркального отражения нейтронов в области полного отражения наблюдались резонансные минимумы, которые

соответствовали выбыванию нейтронов из зеркально отраженного пучка из-за некогерентного рассеяния на водороде. Недавно некогерентное рассеяние нейтронов было зарегистрировано напрямую через максимумы интенсивности некогерентно рассеянных нейтронов [28]. В 1994 г. были зарегистрированы минимумы на полном отражении нейтронов и соответствующие им максимумы интенсивности гамма-излучения от слоя  $Gd_2O_3$  [29]. В [30] наблюдались узкие резонансные минимумы на полном отражении нейтронов и максимумы интенсивности альфа-частиц при взаимодействии нейтронов со слоем  ${}^6LiF$ . Интенсивность нейтронов с переворотом спина была зарегистрирована при отражении поляризованного пучка от резонатора с тонким магнитным слоем  $Co$  внутри [31]. Внешнее магнитное поле прикладывалось под углом  $80^\circ$  к плоскости пленки для создания магнитно-неколлинеарной геометрии. В малом поле  $150 \text{ Э}$  наблюдались максимумы интенсивности зеркально отраженных нейтронов с переворотом спина. В большом внешнем магнитном поле  $6,75 \text{ кЭ}$  наблюдались незеркально отраженные нейтроны с переворотом спина. Для незеркального отражения нейтронов был использован эффект зеемановского пространственного расщепления пучка [32–51]. В [52] показано, что в области незеркального отражения нейтронов уменьшается фон и увеличивается степень поляризации пучка. В [53] продемонстрирован поляризатор-монокроматор с перестраиваемой полосой пропускания. Чувствительность резонатора с тонким магнитно-неколлинеарным слоем внутри рассмотрена в [54].

В последнее время растет интерес к исследованию слоистых магнитных систем с помощью резонаторов. Слоистый резонатор использовался для изучения сосуществования магнетизма и сверхпроводимости [55–57]. В [28, 58] показано, что с помощью поляризованных пучков нейтронов можно менять положение резонансов по энергии нейтронов и по координате  $z$  внутри резонатора и таким способом выделять определенные магнитные слои в многослойной структуре.

В [59] предлагается использовать резонатор для создания миниатюрной атомной электростанции. Для этого внутри резонатора помещается слой урана, а внешние слои выполняются из магнитных материалов. С помощью внешнего магнитного поля изменяется намагниченность и, соответственно, высота потенциального барьера магнитных слоев. При этом меняется глубина потенциальной ямы резонатора, что приводит к изменению нейтронной плотности внутри резонатора. Таким способом можно контролировать цепную ядерную реакцию деления в слое урана.

В [60–62] наблюдалось усиленное незеркальное рассеяние нейтронов из-за шероховатости слоев на границах раздела. В [60] зарегистрированы максимумы интенсивности зеркально отраженных нейтронов с переворотом спина для геометрии, когда малое магнитное поле было приложено параллельно поверхности резонатора. Средний слой был немагнитным, а внешние слои —



магнитными. Получено, что вектор намагниченности магнитных слоев был неколлинеарен вектору приложенного магнитного поля. В работах [63–65] наблюдалось незеркальное диффузное рассеяние поляризованных нейтронов от магнитной доменной структуры в резонаторе вблизи границ раздела слоев.

Таким образом, слоистые резонаторы широко используются для резонансного усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом. При этом активно эксплуатируется чувствительность нейтронов к различным химическим элементам.

**1.4. Волноводы.** На рис. 1 для структуры WG показана геометрия, в которой используются плоские волноводы. При условии возбуждения резонанса нейтронная волна распространяется вдоль волноводного канала. При этом часть нейтронов выходит обратно через верхний слой в направлении зеркально отраженного пучка. Этот прошедший в канале и отраженный пучок можно отделить от зеркально отраженного пучка большой интенсивности, поместив на поверхность узкую полосу поглотителя шириной несколько миллиметров. Ширина этого отраженного пучка равна ширине падающего на поверхность волновода начального пучка нейтронов. Другая часть нейтронов выходит из торца канала в виде узкого расходящегося микропучка. Начальная ширина микропучка равна ширине канала, а расходимость в основном определяется условиями дифракции Фраунгофера на узкой щели. Процесс распространения нейтронов вдоль канала называется каналированием. Так как часть нейтронов туннелирует обратно через верхний слой и выбывает из волновода, нейтронная плотность под неосвещенной нейтронами поверхностью волновода экспоненциально затухает на некотором расстоянии, которое называется длиной каналирования.

Нейтронные волноводы известны уже достаточно давно. Впервые слоистый волновод для получения нейтронного микропучка из торца был рассмотрен теоретически в 1973 г. [66]. Идея пришла из оптических волноводов, в которых луч лазера вводился внутрь волновода с помощью преломляющей призмы [67]. В таких нейтронных волноводах нейтроны вводятся в канал не с помощью туннельного прохождения нейтронов через тонкий верхний слой, а с помощью преломления в толстом верхнем слое с низким потенциалом (рис. 2). Эти волноводы называются волноводами типа призмы (prism-like waveguides). Они довольно активно исследовались теоретически и экспериментально в 1990-х гг. [68–78]. Были получены некоторые интересные результаты. Например, в 1998 г. [68] был впервые зарегистрирован поляризованный нейтронный микропучок из торца волновода (рис. 2, *a*). В [69] было предложено использовать волноводы для определения с высокой точностью намагниченности слоев. Но волноводы типа призмы имеют более сложную структуру по сравнению с волноводами простого типа (см. рис. 1), поэтому и не получили дальнейшего развития.

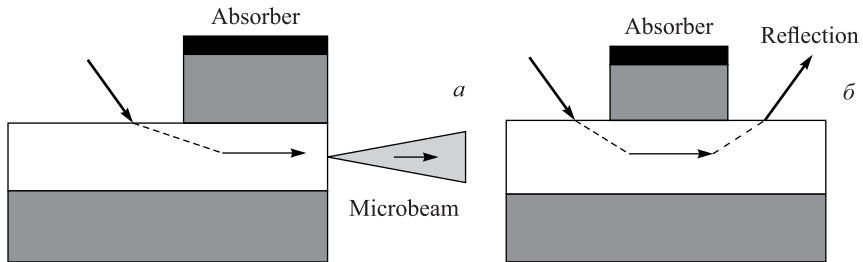


Рис. 2. Схема волновода типа призмы: а) геометрия микропучка из торца волновода; б) геометрия отраженного пучка

В работах [79, 80] впервые был получен неполяризованный микропучок нейтронов из торца волновода простого типа. Было измерено распределение интенсивности микропучка по конечному углу, которое описывается фурье-преобразованием волновой функции нейтронов внутри волновода. Также было продемонстрировано, что расходящийся микропучок нейтронов обладает когерентностью. В [81] впервые был получен поляризованный микропучок из торца волновода простого типа. В [82] исследован поляризующий магнитный волновод, который пропускал нейтроны только одной спиновой компоненты. В [83] продемонстрирована комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов для получения поляризованного микропучка нейтронов. В такой комбинации исследуемый магнитный образец можно располагать близко к волноводу. При этом магнитное поле на образце никак не влияет на немагнитный волновод. В [84] впервые поляризованный микропучок нейтронов из волновода был использован для пространственного сканирования магнитной аморфной микропроволочки с высоким пространственным разрешением. В [85] получена система микропучков из торца волновода на времяпролетном рефлектометре нейтронов. Экспериментально определен вклад дифракции Фраунгофера в расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов. Вклад фраунгоферовой дифракции в угловую расходимость микропучка в зависимости от ширины волноводного канала был измерен на рефлектометрах по времени пролета [86] и с фиксированной длиной волны [87]. В [88] на времяпролетном рефлектометре была экспериментально получена оценка собственной спектральной ширины резонансов в волноводе. В [89] проведены расчеты положения резонансов в слабомагнитных магнитных пленках, а в работе [90] экспериментально продемонстрирован чувствительный метод прямого определения слабой намагниченности пленок порядка 10 Гс. Сравнение различных методов получения нейтронных микропучков проведено в работе [91].

Явление каналирования заряженных частиц в кристаллах известно довольно давно. В [92] наблюдались связанные состояния поперечного движения в каналах между плоскостями для разных углов падения электронов при каналировании электронов в монокристалле Si. Аналогичная ситуация реализуется при дифракции Лауэ нейтронов в совершенном кристалле [93]. Нейтроны падают под углом Брэгга, и в направлении, перпендикулярном кристаллографическим плоскостям, формируются стоячие волны. При этом нейтронные волны распространяются вдоль кристаллографических плоскостей и выходят из торца кристалла.

Аналогичное явление наблюдается в слоистых структурах. Каналирование нейтронов в геометрии отражения впервые наблюдалось в волноводе типа призмы [94] (рис. 2, б) и в волноводе простого типа [95] (см. рис. 1). Теория каналирования нейтронов в плоских волноводах была развита в работе [96]. Длина каналирования была определена экспериментально в [97–100]. В [101] описывается экспериментальная установка и обсуждаются различные способы измерения длины каналирования нейтронов. Экспериментально получена зависимость длины каналирования от толщины верхнего слоя [101, 102], порядка резонанса [102], глубины потенциальной ямы [103] и ширины канала [104].

Таким образом, плоские волноводы являются одним из типов резонансных слоистых структур и имеют особые свойства, которые можно использовать для исследования магнитных микроструктур. Далее мы подробнее рассмотрим некоторые результаты исследования и применения плоских волноводов.

## 2. КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ

**2.1. Расчеты.** На рис. 3, а показана типичная структура плоского волновода, который имеет ПДР в виде потенциальной ямы. Слои волновода напыляются на подложку, которую можно считать бесконечно толстой. На рис. 3, б представлена геометрия и введены обозначения. Начальный пучок нейтронов в вакууме (среда 0) падает на поверхность волновода под малым углом скольжения  $\alpha_i$ , туннелирует через тонкий верхний слой (среда 1) толщиной  $a$ , проходит в средний слой (среда 2) шириной  $d$  и почти полностью отражается от толстого нижнего слоя (среда 3). Амплитуда отражения нейтронной волны от нижнего слоя равна  $R_{23}$ . Нейтронная волна распространяется вдоль канала, при этом часть нейтронов отражается от верхнего слоя с амплитудой отражения  $R_{21}$  и выходит через торец в виде микропучка. А другая часть нейтронов выходит через верхний слой наружу в направлении зеркально отраженного пучка. Введем следующие обозначения:  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор нейтронов;  $k_{0z} = k_0 \sin \alpha_i$  — проекция волнового вектора нейтронов на ось  $z$ ;  $k_x = k_0 \cos \alpha_i$  — проекция волнового вектора нейтронов на ось  $x$ ;

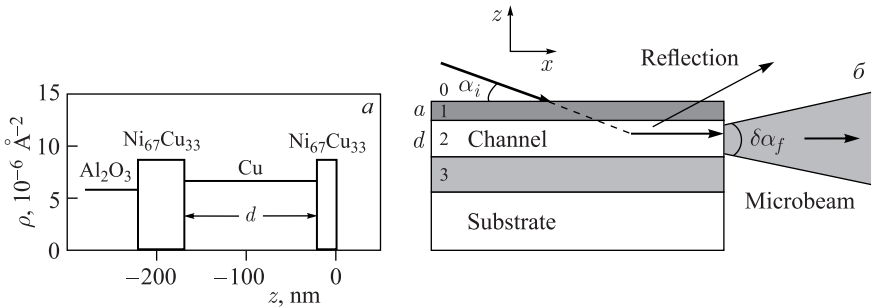


Рис. 3. Волновод простого типа: а) ПДР структуры  $Ni_{67}Cu_{33}(20 \text{ нм})/Cu(d)/Ni_{67}Cu_{33}(50)//Al_2O_3$  (подложка); б) геометрия эксперимента

$\rho_1$  — ПДР верхнего слоя;  $\rho_2$  — ПДР канала;  $k_{1z} = \sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}$  — проекция волнового вектора нейтронов в верхнем слое;  $k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}$  — проекция волнового вектора нейтронов в канале. Если на поверхность волновода поместить поглотитель нейтронов, то под поглотителем плотность волновой функции нейтронов в канале будет экспоненциально затухать на расстоянии  $x$  как  $\propto \exp(-x/x_e)$ , где  $x_e$  — длина каналирования.

В работе [96] получено выражение для длины каналирования нейтронов:

$$x_e = \frac{k_x d}{k_{2z} |\ln |R_{21} R_{23}||}. \tag{3}$$

Предположим, что нижний толстый слой полностью отражает нейтроны, тогда  $R_{23} = 1$ . Положим, что амплитуда отражения нейтронов от верхнего слоя близка к единице ( $R_{21} \approx 1$ ), а коэффициент прохождения через верхний слой равен  $T = |T_{20}| = 1 - |R_{21}|$ . Тогда  $T \ll 1$ , и мы можем записать приближенное выражение  $|\ln |R_{21} R_{23}|| \approx |\ln (1 - T)| \approx T$ . В этом приближении получим выражение длины каналирования нейтронов в следующем виде:

$$x_e \approx \frac{k_x d}{k_{2z} T}. \tag{4}$$

Коэффициент пропускания зависит от высоты и ширины барьера как

$$T \propto \exp(-2k_{1z} a) = \exp\left(-2a\sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}\right). \tag{5}$$

Но значение волнового вектора  $k_{0z}$  в свою очередь тоже зависит от параметров волновода и порядка резонанса согласно условию резонанса (1):

$$k_{2z}^2 = k_{0z}^2 - \rho_2 = \frac{1}{d^2} \left[ \pi n - \frac{1}{2} \arg(R_{21}) - \frac{1}{2} \arg(R_{23}) \right]^2. \tag{6}$$

Это означает, что нельзя найти точного аналитического решения для зависимости длины каналирования от какого-то одного параметра. Для этого нужно выполнять численные расчеты по формулам (3) или (4) с учетом условия резонанса (1). При этом от одних параметров длина каналирования зависит сильно, а от других — слабо. Еще важно отметить следующее. Реальные параметры структуры волновода (ПДР и толщины слоев) могут немного отличаться от номинальных значений после изготовления образцов. Реальные параметры определяются с помощью нейтронной рефлектометрии с некоторой точностью, которая зависит от модели расчета для подгонки данных, экспериментального разрешения, статистической ошибки и т. п. А длина каналирования может быть измерена напрямую для реальных параметров. Поэтому вместо того, чтобы количественно сравнивать численные расчеты длины каналирования с экспериментом, можно качественно сравнивать вид функции (линейная, экспоненциальная, обратно пропорциональная и т. д.). Небольшая поправка табличных значений параметров к реальным значениям не должна изменить вид функции. Из выражений (4)–(6) следует, что длина каналирования уменьшается обратно пропорционально порядку резонанса и растет с увеличением толщины верхнего слоя, ширины канала и глубины потенциальной ямы  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ .

На рис. 4, *a* показана длина каналирования в зависимости от порядка резонанса  $(n + 1)$ , рассчитанная для следующих параметров волновода:  $a = 20$  нм,  $d = 150$  нм,  $\rho_1 = \rho_3 = 13,1 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ ,  $\rho_2 = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . Толщина нижнего слоя равна 50 нм. ПДР подложки составляет  $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . Линией показана подгонка функцией  $(n + 1)^{-2,2}$ . На рис. 4, *б* представлена длина каналирования в зависимости от параметра  $1/(n + 1)$ . Прямая линия проведена через три точки, соответствующие первым порядкам резонанса  $n = 0, 1, 2$ . Это означает, что для первых трех резонансов длина каналирования может быть приближенно описана обратно пропорциональной зависимостью

$$x_e \propto \frac{1}{n + 1}. \tag{7}$$

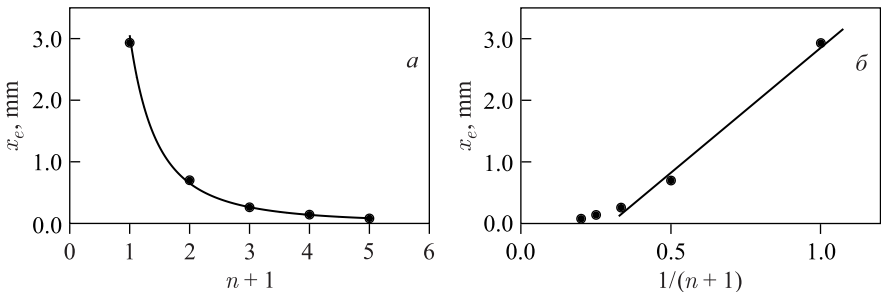


Рис. 4. Рассчитанная длина каналирования нейтронов как функция: *a*) порядка резонанса  $(n + 1)$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ ; *б*) обратной величины  $1/(n + 1)$

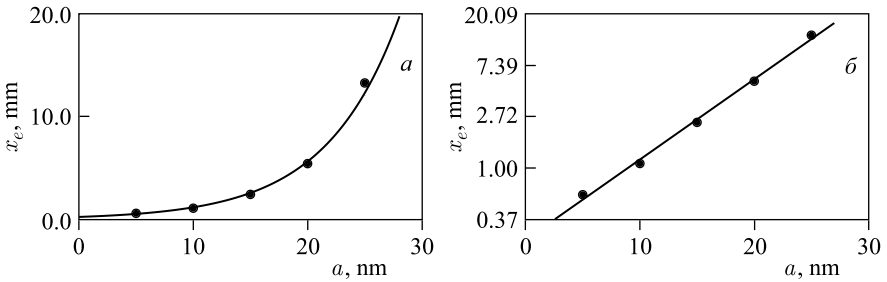


Рис. 5. Рассчитанная длина каналирования нейтронов в зависимости от толщины верхнего слоя: *а*) в линейном масштабе; *б*) в масштабе натурального логарифма. Точки — расчет; линия — подгонка экспоненциальной функцией по методу наименьших квадратов

Расчет длины каналирования нейтронов резонанса  $n = 0$  в зависимости от толщины верхнего слоя волновода приведен на рис. 5. Параметры волновода:  $d = 150$  нм,  $\rho_1 = \rho_3 = 8,2 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ ,  $\rho_2 = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ , толщина нижнего слоя 50 нм, ПДР подложки  $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . На рис. 5, *а* длина каналирования показана в линейном масштабе, а на рис. 5, *б* представлена в масштабе натурального логарифма. Можно видеть, что длина каналирования экспоненциально растет с увеличением толщины верхнего слоя волновода. При этом коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом ПДР верхнего слоя:

$$\ln x_e \propto a \sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}. \quad (8)$$

Рассчитанная длина каналирования резонанса  $n = 0$  в зависимости от ширины канала  $d$  показана в линейном масштабе на рис. 6, *а* и в масштабе натурального логарифма на рис. 6, *б*. Параметры волновода:  $a = 20$  нм,  $\rho_1 = \rho_3 = 8,5 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ ,  $\rho_2 = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . Толщина нижнего слоя 50 нм,

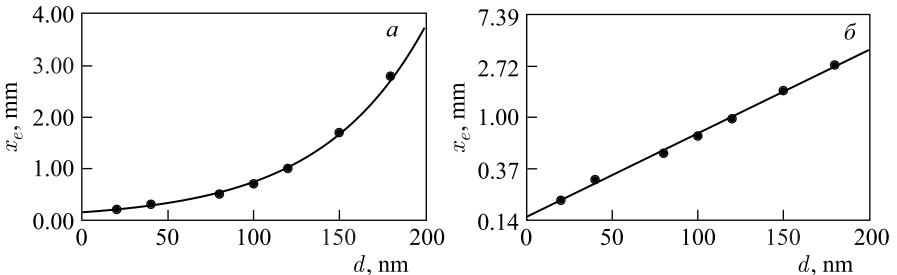


Рис. 6. Рассчитанная длина каналирования нейтронов в зависимости от ширины волноводного канала: *а*) в линейном масштабе; *б*) в масштабе натурального логарифма. Точки — расчет; линия — подгонка экспоненциальной функцией по методу наименьших квадратов

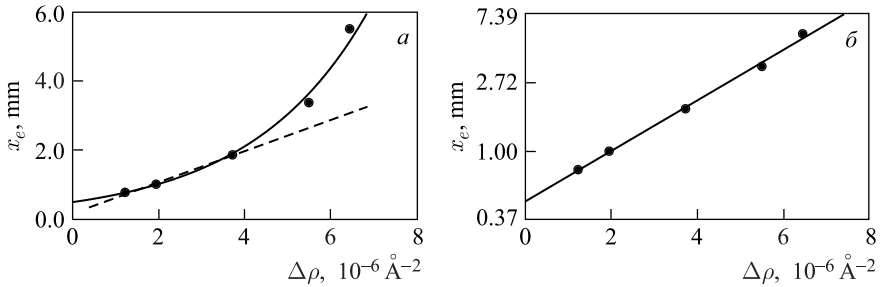


Рис. 7. Рассчитанная длина каналирования нейтронов в зависимости от глубины потенциальной ямы: *a*) в линейном масштабе (точки — расчет, сплошная линия — экспоненциальная функция, штриховая — линейная функция); *б*) в масштабе натурального логарифма (точки — расчет, линия — линейная функция)

ПДР подложки  $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . Длина каналирования нейтронов экспоненциально увеличивается с ростом ширины канала:

$$\ln x_e \propto d. \quad (9)$$

На рис. 7 приведена длина каналирования резонанса  $n = 0$ , рассчитанная в зависимости от глубины потенциальной ямы  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$  при фиксированной ПДР внешних слоев  $\rho_1 = \rho_3 = 8,2 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . Параметры волновода:  $a = 20$  нм,  $d = 150$  нм, толщина нижнего слоя 50 нм, ПДР подложки  $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$ . На рис. 7, *a* длина каналирования показана в линейном масштабе. Зависимость длины каналирования от глубины потенциальной ямы является экспоненциальной. При небольшой глубине потенциальной ямы  $\Delta\rho < 4,0 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}$  экспоненту можно описать линейной функцией

$$x_e \propto \Delta\rho. \quad (10)$$

На рис. 7, *б* длина каналирования показана в масштабе натурального логарифма, который подтверждает экспоненциальную зависимость длины каналирования нейтронов от глубины потенциальной ямы волновода:

$$\ln x_e \propto \Delta\rho. \quad (11)$$

Проведенные расчеты показывают, что длина каналирования нейтронов растет экспоненциально с ростом значений параметров волновода (толщины верхнего слоя, ширины канала и глубины потенциальной ямы). Для малых величин параметров волновода экспоненциальная зависимость близка к линейной функции. Также получено, что длина каналирования уменьшается с ростом порядка резонанса и для первых трех порядков может быть приближенно описана обратно пропорциональной зависимостью.

**2.2. Экспериментальные результаты.** *2.2.1. Порошковый поглотитель  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ .* Нейтронные рефлектометры делятся по геометрии эксперимента на два типа: с горизонтальной и вертикальной плоскостью образца. При этом

энергия нейтронов определяется с помощью монохроматизации или по времени пролета. Сканирование по переданному импульсу нейтронов в направлении, перпендикулярном поверхности пленки, происходит путем изменения угла скольжения начального пучка (с фиксированной длиной волны) или с помощью регистрации спектра при фиксированном угле скольжения начального пучка (в методике по времени пролета). Рефлектометры по времени пролета с горизонтальной плоскостью образца наиболее удобны для исследования свободной поверхности жидкостей, поскольку в этом случае геометрия фиксирована. А рефлектометры с вертикальной плоскостью образца более удобны для сканирования в большом диапазоне углов скольжения, так как перемещать детекторы на большие углы в горизонтальной плоскости легче. Но исследование свободной поверхности жидкости в этой геометрии уже невозможно.

Для измерения длины каналирования нейтронов могут быть использованы различные поглотители: пластины из Cd, твердые бруски из борала (сплав алюминия с карбидом бора) и порошок  $Gd_2O_3$ . В геометрии с горизонтальной плоскостью образца поглотитель может свободно лежать на поверхности пленки. Это позволяет свободно передвигать твердый поглотитель вдоль поверхности волновода, а порошковый поглотитель насыпать на поверхность и затем легко убирать. В геометрии с вертикальной плоскостью образца обязательно нужно фиксировать поглотитель (приклеивать или прижимать к поверхности пленки). Если намертво приклеивать полоски твердого или порошкового поглотителя, то новую полоску с другой шириной придется наносить на другой образец с чистой поверхностью. Можно изготовить несколько образцов с номинально одинаковыми параметрами, но физически это будут разные образцы. Если образцы будут изготавливаться одновременно, то их параметры будут одинаковыми. А если изготовление образцов будет происходить последовательно (например, из-за больших размеров подложки), то есть вероятность отклонения параметров структуры для разных образцов. Если прижимать и двигать твердый поглотитель, то сложно сохранить одинаковую силу прижима, которая влияет на ширину воздушного зазора между поглотителем и поверхностью образца. Таким образом, в геометрии с вертикальной плоскостью образца сложно выдержать одинаковые условия при изменении ширины полоски поглотителя.

Далее в этом разделе мы рассмотрим экспериментальные результаты, полученные с порошковым поглотителем  $Gd_2O_3$ . Эксперименты были проведены на нейтронном рефлектометре NREX с горизонтальной плоскостью образца на реакторе постоянного действия FRM II (MLZ, Гархинг, Германия). Длина волны нейтронов равнялась  $4,26 \text{ \AA}$ , разрешение по длине волны  $1,0\%$  (FWHM). Угловая расходимость начального пучка составляла  $0,006^\circ$ . Для регистрации нейтронов использовался газовый  $^3\text{He}$  двумерный позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) с пространственным разрешением  $3 \text{ мм}$ . Рас-



стояние от образца до детектора составляло 2400 мм, а от первой диафрагмы на монохроматоре до образца — 2200 мм. В режиме поляризованного пучка использовался поляризатор на основе одиночного суперзеркала с поляризующей эффективностью 0,97. Была измерена длина каналирования нейтронов в структуре Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)//стекло (подложка) с помощью начального поляризованного пучка с поляризацией «+». Размеры подложки равны  $30 \times 30 \times 5$  мм. Магнитное поле 3,5 кЭ было приложено параллельно плоскости образца.

На рис. 8, *a* показана геометрия эксперимента. Начальный поляризованный пучок нейтронов падает под углом скольжения  $\alpha_i$  на поверхность волновода. Далее нейтроны туннелируют через верхний слой внутрь волновода, каналируют в среднем слое и выходят из торца канала в виде расходящегося микропучка. Сначала измеряется интенсивность микропучка без поглотителя  $I(0)$ . Затем на поверхность волновода около выходного торца наносится порошок поглотителя высотой около 2 мм и шириной  $x$ . Измеряется интен-

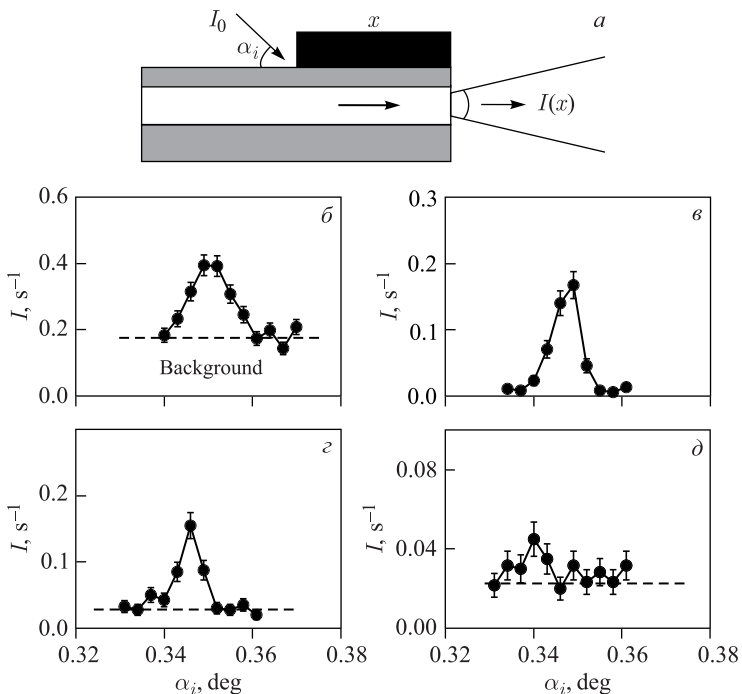


Рис. 8. *a*) Измерение длины каналирования нейтронов с порошковым поглотителем  $\text{Gd}_2\text{O}_3$  в геометрии микропучка. Зависимость интенсивности микропучка резонанса  $n = 0$  от угла скольжения начального пучка без поглотителя (*б*) и при различной ширине полосы поглотителя: 2 мм (*в*); 4 мм (*з*); 6 мм (*д*). Волновод Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)//стекло (подложка)

сивность микропучка  $I(x)$  в зависимости от ширины  $x$ . Для этого каждый раз образец снимается с держателя, на поверхность наносится новый поглотитель нужной ширины. Потом образец с поглотителем на поверхности помещается обратно на держатель. Интенсивность микропучка под поглотителем затухает экспоненциально в зависимости от ширины поглотителя:

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \exp\left(-\frac{x}{x_e}\right). \quad (12)$$

На рис. 8, б–д представлена интенсивность микропучка резонанса  $n = 0$  в зависимости от угла скольжения начального пучка без поглотителя (рис. б) и при ширине поглотителя 2 мм (рис. в), 4 мм (рис. з) и 6 мм (рис. д). Уровень фона показан штриховой линией. Видно, что интенсивность микропучка уменьшается с ростом ширины поглотителя. При этом фон с поглотителем на поверхности (рис. 8, в) уменьшается по сравнению с фоном без поглотителя

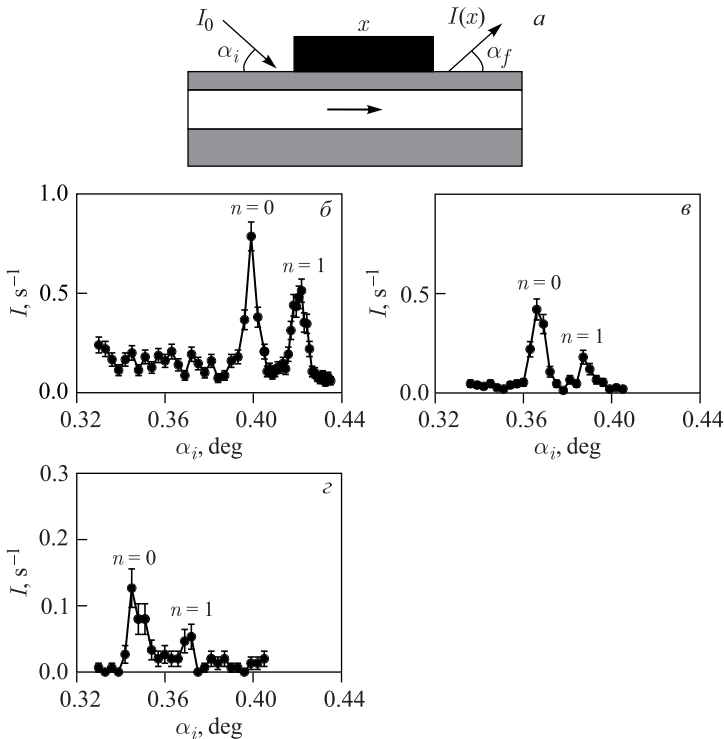


Рис. 9. а) Измерение длины каналирования нейтронов с порошковым поглотителем  $Gd_2O_3$  в геометрии отраженного пучка. Зависимость интенсивности отраженного пучка от угла скольжения начального пучка при различной ширине поглотителя: 2 мм (б); 3,5 мм (в); 5 мм (з). Волновод  $Fe(20 \text{ нм})/Cu(140)/Fe(50)/\text{стекло}$  (подложка)

(рис. 8, б). Поглотитель блокирует отраженный пучок, который дает основной вклад в уровень фона.

Был измерен параметр экспоненциального затухания нейтронной плотности в геометрии отражения (рис. 9, а). Регистрировались нейтроны, прошедшие под поглотителем и вышедшие из волновода в направлении зеркально отраженного пучка. Но в этом случае нет нормировочной интенсивности нейтронов без поглотителя. На рис. 9, б–г показана интенсивность нейтронов в геометрии отражения в зависимости от угла скольжения начального пучка при ширине поглотителя 2 мм (рис. б), 3,5 мм (рис. в) и 5 мм (рис. г). Видны пики резонансов  $n = 0$  и  $n = 1$ . Положения пиков не совпадают для разной ширины поглотителя из-за того, что при смене поглотителя не проводилась юстировка образца для экономии измерительного времени. Но для данного метода точное значение углов скольжения не требуется.

На рис. 10, а представлена нормированная интенсивность микропучка (в масштабе натурального логарифма) резонанса порядка  $n = 0$  в зависимости от ширины поглотителя. Ширина поглотителя, при которой нормированная интенсивность микропучка уменьшается в  $e$  раз, соответствует длине каналирования нейтронов. Интенсивность микропучка просуммирована под пиком. Ошибки определяются статистической ошибкой счета нейтронов и примерно равны размеру символов. Из экспериментальных данных на рис. 10, а определена длина каналирования нейтронов  $x_e = (3,2 \pm 0,3)$  мм. Ошибка длины каналирования определяется крайними траекториями прямых линий, прове-

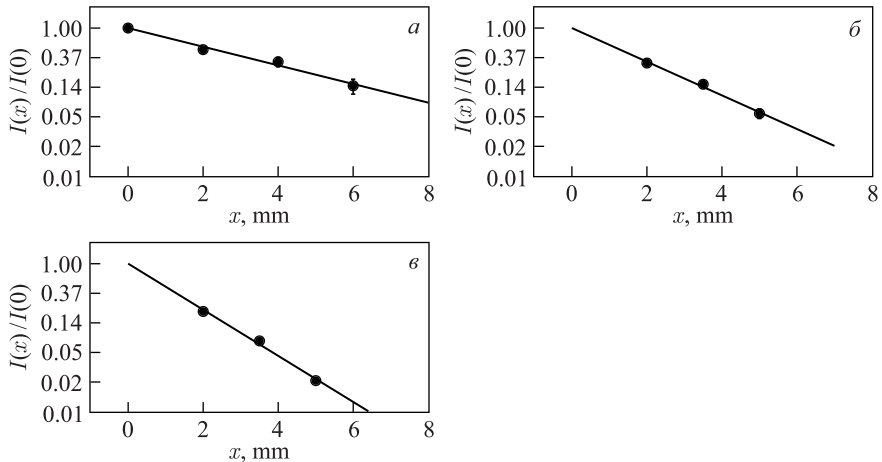


Рис. 10. Нормированная интенсивность нейтронов в зависимости от ширины порошкового поглотителя: а) микропучок резонанса  $n = 0$ ; б) отраженный пучок резонанса  $n = 0$ ; в) отраженный пучок резонанса  $n = 1$ . Волновод Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)/стекло (подложка)

денных через экспериментальные точки с учетом статистической ошибки. Параметры волновода определены из подгонки коэффициентов отражения. Длина каналирования, рассчитанная по теории [96] для этих параметров волновода, равна  $x_e = 3,14$  мм. Таким образом, экспериментально измеренная длина каналирования соответствует теоретически рассчитанной величине без учета шероховатости границ раздела и поглощения. Это означает, что качество изготовления волновода хорошее. Слои имеют резкие границы раздела, малую шероховатость и однородную ширину по всей длине образца. Подробно эксперимент и результаты описаны в [97].

На рис. 10, б показана интенсивность каналированных нейтронов (в масштабе натурального логарифма) резонанса  $n = 0$  в геометрии отражения в зависимости от ширины поглотителя. Здесь нормировка интенсивности условна. Прямая линия проводится через экспериментальные точки интенсивности. Затем нормировка интенсивности проводится так, чтобы прямая линия при  $x = 0$  пересекала уровень 1,00. Отсюда экспериментально определен параметр экспоненциального затухания интенсивности нейтронов в геометрии отражения  $x_r = 1,8$  мм:

$$\frac{I_r(x)}{I_r(x \rightarrow 0)} = \exp\left(-\frac{x}{x_r}\right). \quad (13)$$

Интенсивность нейтронов в геометрии отражения отличается от интенсивности микропучка, выходящего из торца, на коэффициент пропускания нейтронов через верхний слой. Поэтому интенсивность нейтронов в геометрии отражения затухает быстрее, чем в геометрии микропучка из торца канала:  $x_r < x_e$ .

На рис. 10, в представлена нормированная интенсивность нейтронов резонанса  $n = 1$  (в масштабе натурального логарифма) в геометрии отражения в зависимости от ширины поглотителя. Параметр экспоненциального затухания  $x_r = 1,3$  для резонанса  $n = 1$  меньше, чем для резонанса  $n = 0$ . Этот результат качественно подтверждает предсказания теории о том, что длина каналирования нейтронов уменьшается с увеличением порядка резонанса.

Преимуществом порошкового поглотителя является уменьшение фона в микропучке или в отраженном пучке почти до нуля. Но для измерения малой длины каналирования меньше 1 мм он не подходит. К тому же при смене порошка впуску тратится измерительное время. Поэтому нами был разработан экспериментальный метод с использованием бруска из борала.

**2.2.2. Скользящий брусок.** На рис. 11 показана схема экспериментальной установки [101] на нейтронном рефлектометре NREX. Образец (Sample) помещается горизонтально на держатель (Holder) с вакуумной откачкой (Pumping). Начальный пучок нейтронов (Beam) падает на горизонтальную поверхность образца под малым углом скольжения. На поверхности образца ближе к выходному краю находится брусок из борала (Boral). Имеется набор

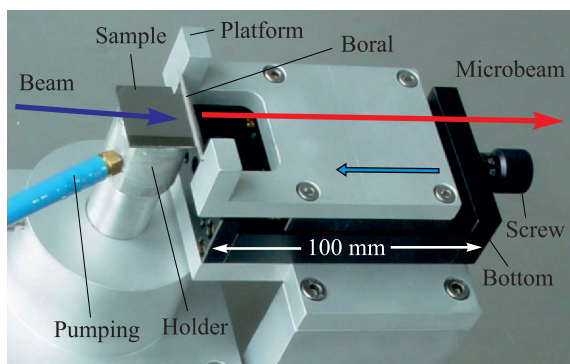


Рис. 11. Экспериментальная установка для измерения длины каналирования нейтронов с помощью поглощающего нейтроны бруска

брусков размерами  $2 \times 2 \times 30$  мм,  $1 \times 1 \times 30$  мм и  $1 \times 1 \times 38$  мм. Бруски сечением  $1 \times 1$  мм обработаны методом электрополировки. Микрометрический столик состоит из неподвижной нижней части (Bottom) и подвижной верхней платформы (Platform) с U-образным вырезом. Верхняя платформа перемещается с помощью микрометрического винта (Screw) и двигает брусок по поверхности образца вдоль пучка. Микропучок (Microbeam) выходит из торца волновода и регистрируется детектором. Положение бруска определяется с микрометрической точностью по шкале на винте. Образец можно поворачивать руками вокруг вертикальной оси держателя, поэтому с помощью прокладки легко установить его выходной край параллельно вертикальной плоскости платформы и бруску соответственно.

На рис. 12, *a* представлена геометрия эксперимента. Брусок поглотителя лежит на поверхности образца. Расстояние от выходного торца образца до переднего края бруска равно  $L$ . Начальный пучок нейтронов падает на поверхность волновода под малым углом скольжения  $\alpha_i$ . Из-за кривизны поверхности бруска под ним возникает воздушный зазор высотой  $h$  около 10 мкм. Тогда под бруском длина неосвещенной поверхности образца равна  $x = L - \Delta x$ , где  $\Delta x$  — длина засвеченной поверхности под бруском порядка 1,5 мм. На рис. 12, *b–d* показана интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка  $\alpha_i$  без поглотителя (рис. *b*) и при расстояниях  $L$  до переднего края поглотителя 2 мм (рис. *в*), 5 мм (рис. *г*) и 7 мм (рис. *д*). Был исследован тот же образец Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)/стекло (подложка). Брусок сечением  $2 \times 2$  мм передвигался вручную, так как его длина 30 мм была равна размеру образца. Можно видеть, что уровень фона выше по сравнению с порошковым поглотителем. Нормированная интенсивность микропучка в зависимости от расстояния  $L$  (светлые символы и верхняя ось абсцисс) показана на рис. 13 в масштабе натурального логарифма. Все экспериментальные точки

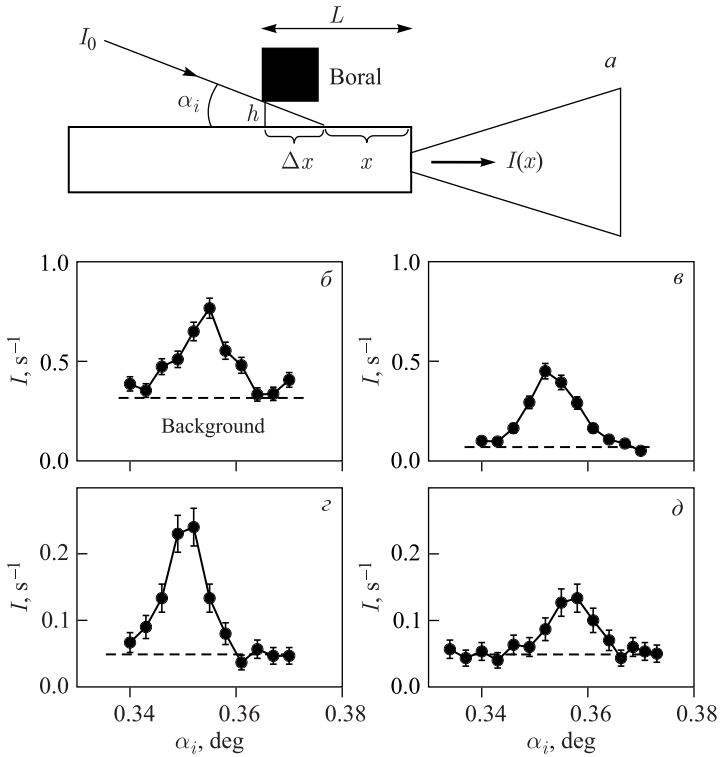


Рис. 12. Геометрия измерения длины каналирования нейтронов с помощью скользящего бруска (а). Интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка без поглотителя (б) и при расстояниях до переднего края поглотителя 2 мм (в), 5 мм (г) и 7 мм (д). Образец Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)/стекло (подложка)

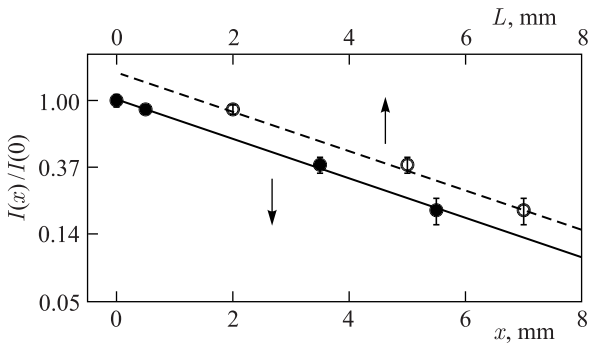


Рис. 13. Нормированная интенсивность микропучка в зависимости от расстояния  $L$  (светлые символы и верхняя ось абсцисс) и длины неосвещенной поверхности  $x$  (темные символы и нижняя ось абсцисс) в масштабе натурального логарифма

ложатся на одну прямую линию, которая пересекает уровень 1,0 в точке, соответствующей величине  $\Delta x = 1,5$  мм. Если сдвинуть светлые точки на эту величину  $\Delta x$  и добавить точку интенсивности без поглотителя, то темные точки будут описывать зависимость интенсивности микропучка от длины  $x$  неосвещенной поверхности волновода (нижняя ось абсцисс). Определенная таким способом длина каналирования нейтронов равна  $x_e = (3,4 \pm 0,3)$  мм. Эта величина в пределах ошибки совпадает с длиной каналирования в этом же волноводе, определенной с помощью порошкового поглотителя.

Для метода скользящего бруска не нужно заранее знать величину  $\Delta x$ , которая зависит от высоты воздушного зазора, угла скольжения начального пучка и неточности установки бруска относительно выходного торца образца. Эта поправка определяется автоматически при каждом сканировании. Но для справки в работе [103] проведена оценка высоты воздушного зазора под бруском сечением  $1 \times 1$  мм. Брусок помещался на поверхность образца размером  $25 \times 25$  мм. Измеренная интенсивность зеркально отраженного пучка с поглотителем на поверхности составила 0,092 от интенсивности без поглотителя. Без поглотителя освещается полная длина поверхности образца 25 мм, а с поглотителем — только 2,2 мм. Для угла скольжения  $0,37^\circ$  (резонанс  $n = 0$ ) этой длине засветки соответствует высота воздушного зазора 14 мкм.

С помощью поглотителя из борала получено несколько интересных результатов. На рис. 14 показана ПДР исследованных волноводных структур:

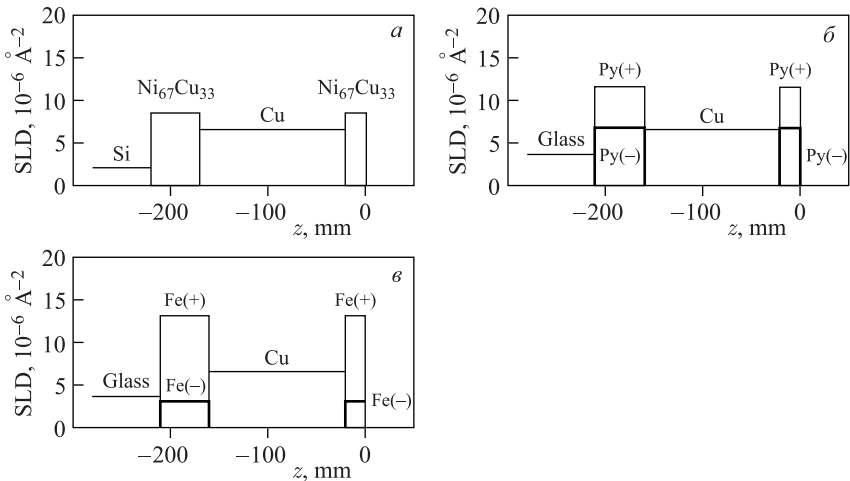


Рис. 14. ПДР волноводных структур в зависимости от координаты  $z$  перпендикулярно слоям: а)  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si; б) Py(20 нм)/Cu(140)/Py(50)//стекло; в) Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)//стекло

а)  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ , размер подложки  $25 \times 25 \times 1$  мм;

б)  $\text{Pu}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Pu}(50)/\text{стекло}$ , размер подложки  $30 \times 30 \times 5$  мм;

в)  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Fe}(50)/\text{стекло}$ , размер подложки  $30 \times 30 \times 5$  мм.

Материал Ni (67 ат. %) Cu (33 ат. %) является немагнитным при комнатной температуре и обладает самой высокой ПДР среди немагнитных материалов. Пермаллой (Pu) представляет собой магнитный сплав Fe (20,6 ат. %) Ni (79,4 ат. %).

На рис. 15 представлена нормированная интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от расстояния  $L$  (светлые символы и верхняя ось абсцисс) и длины  $x$  неосвещенной поверхности волновода  $\text{Pu}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Pu}(50)/\text{стекло}$  для различных порядков резонансов:  $n = 0$  (рис. а);  $n = 1$  (рис. б);  $n = 2$  (рис. в). Брусек из борала имел размеры  $1 \times 1 \times 38$  мм. Длина каналирования нейтронов построена на рис. 16, а от порядка резонанса  $(n+1)$  и на рис. 16, б от обратной величины  $1/(n+1)$ . Зависимость на рис. 16, а описывается функцией  $(n+1)^{-1,3}$ , а на рис. 16, б через экспериментальные точки с учетом ошибок можно провести прямую линию. Полученные экспериментальные результаты качественно подтверждают расчеты на рис. 4, б. Более подробно эксперимент описан в работе [102].

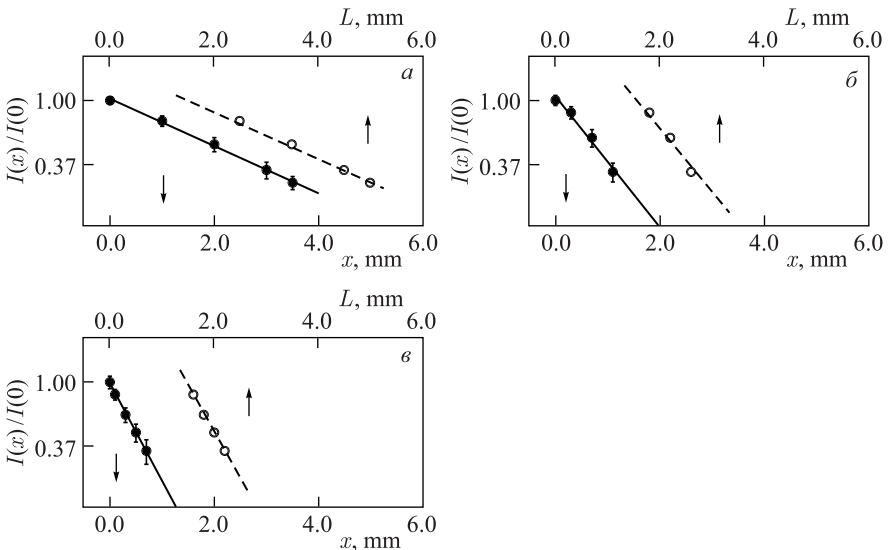


Рис. 15. Нормированная интенсивность микропучка в зависимости от расстояния  $L$  (светлые символы и верхняя ось абсцисс) и длины неосвещенной поверхности  $x$  (темные символы и нижняя ось абсцисс) в масштабе натурального логарифма для волновода  $\text{Pu}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Pu}(50)/\text{стекло}$  и порядков резонанса: а)  $n = 0$ ; б)  $n = 1$ ; в)  $n = 2$



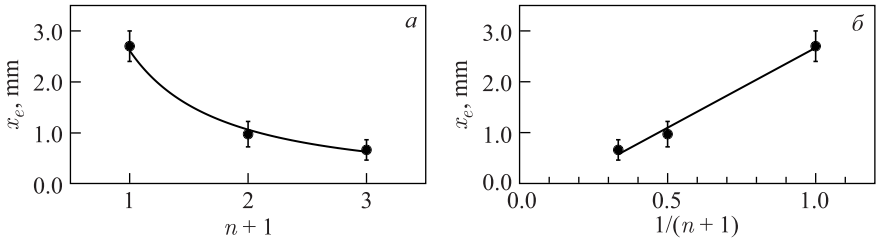


Рис. 16. Зависимость длины каналирования нейтронов: а) от порядка резонанса  $n + 1$ ; б) от величины  $1/(n + 1)$ . Волновод  $\text{Pu}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Pu}(50)/\text{стекло}$

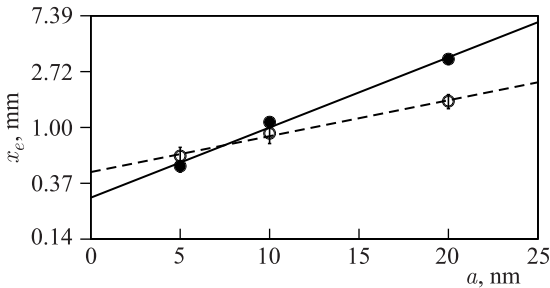


Рис. 17. Длина каналирования нейтронов в зависимости от толщины верхнего слоя. Темные символы соответствуют волноводам  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Fe}(50)/\text{стекло}$ ,  $\text{Fe}(10 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Fe}(50)/\text{Si}$  и  $\text{Fe}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Fe}(50)/\text{Si}$ , светлые символы соответствуют волноводам  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(a)/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$

В той же работе [102] была измерена длина каналирования в зависимости от толщины верхнего слоя  $a$ . Исследованы три волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(a)/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ , где  $a = 5, 10$  и  $20$  нм. В работе [101] исследован образец  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Fe}(50)/\text{стекло}$  с размерами подложки  $30 \times 30 \times 5$  мм и два образца  $\text{Fe}(10 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Fe}(50)/\text{Si}$  и  $\text{Fe}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Fe}(50)/\text{Si}$  с размерами подложки  $25 \times 25 \times 1$  мм. На рис. 17 показана зависимость длины каналирования нейтронов (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от толщины верхнего слоя волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(a)/\text{Cu}/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$  (светлые символы) и  $\text{Fe}(a)/\text{Cu}/\text{Fe}$  (темные символы). В логарифмическом масштабе зависимость линейная, а коэффициент пропорциональности увеличивается с ростом ПДР верхнего слоя. Таким образом, экспериментальная зависимость подтверждает предсказание теории (8).

В [104] исследована зависимость длины каналирования от ширины канала  $d = 80, 100, 120, 180$  нм в волноводах  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ . На рис. 18 в масштабе натурального логарифма представлена длина каналирования нейтронов как функция ширины канала. Линейная зависимость подтверждает расчеты (9).

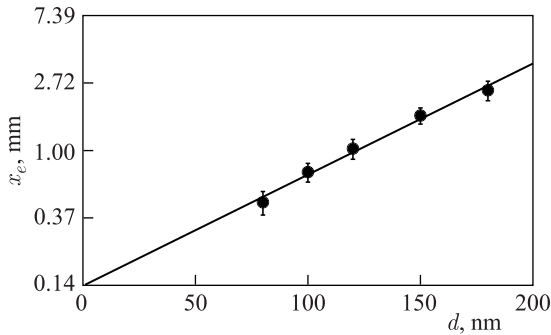


Рис. 18. Длина каналирования нейтронов (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от ширины канала  $d = 80, 100, 120, 180$  нм в волноводах  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$

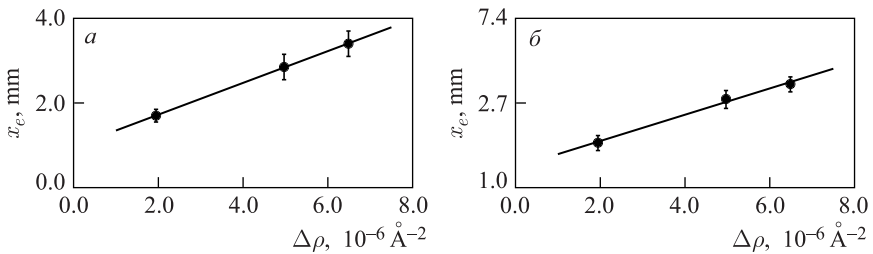


Рис. 19. Длина каналирования нейтронов в зависимости от глубины потенциальной ямы ПДР для волноводов  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ ,  $\text{Pu}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Pu}(50)/\text{стекло}$  и  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Fe}(50)/\text{стекло}$ : а) в линейном масштабе; б) в масштабе натурального логарифма

Зависимость длины каналирования от глубины потенциальной ямы определена в работе [103]. Исследованы волноводы с ПДР на рис. 14, где канал  $\text{Cu}$  имеет довольно высокое значение ПДР. Измеренная длина каналирования в зависимости от глубины потенциальной ямы показана на рис. 19, а в линейном масштабе и на рис. 19, б в масштабе натурального логарифма. Можно видеть, что экспериментальные данные из-за небольшой глубины потенциальной ямы описываются и линейной, и экспоненциальной функциями. Это подтверждает предсказания теории (10) и (11). Чтобы проверить отклонение от линейной зависимости, необходимо исследовать волноводы с низким значением ПДР канала ( $\text{Al}$  или  $\text{Si}$ ).

Таким образом, на нейтронном рефлектометре NREX (MLZ, Гархинг, Германия) с горизонтальной плоскостью образца и постоянной длиной волны проведены исследования длины каналирования нейтронов в зависимости от

параметров плоских волноводов (толщины верхнего слоя, ширины канала, глубины потенциальной ямы) и порядка резонанса. Были использованы два типа поглотителей: порошок и скользящий брусок. Первые эксперименты были проведены с порошковым поглотителем. Измеренная длина каналирования в геометрии микропучка из торца канала в пределах экспериментальной ошибки соответствовала теоретически рассчитанной величине. Также получено, что параметр экспоненциального затухания нейтронной плотности внутри волновода при измерении в геометрии отражения меньше длины каналирования, измеренной в геометрии микропучка из торца волновода. Порошковый поглотитель имеет очень важное преимущество. Он почти полностью подавляет фон от отраженного пучка и прошедших мимо образца нейтронов. Однако этот метод требует времени на замену нового поглотителя и не годится для измерения малой длины каналирования менее 1 мм. Поглотитель в виде скользящего бруска, напротив, оставляет более высокий уровень фона, но зато экономит время и позволяет измерять малую величину длины каналирования менее 1 мм. Рефлектометр NREX [105] имеет преимущества, которые позволили провести детальные исследования каналирования нейтронов: горизонтальная плоскость образца, фокусирующий монохроматор для увеличения интенсивности на образце, высокое разрешение по длине волны, поляризационный анализ, позиционно-чувствительный детектор, адиабатические радиочастотные спин-флипперы с большим сечением рабочей области, держатель образца с вакуумной откачкой, автоматизированное движение диафрагм.

Надо отметить, что исследования длины каналирования нейтронов в плоских волноводах проводились в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка (ОИЯИ, Дубна) еще в конце 1990-х – начале 2000-х гг. В. К. Игнатовичем и Ф. Раду были разработаны теории нейтронных резонансов [25] и каналирования [96] в слоистых структурах. В группе Ю. В. Никитенко на времяпролетном спектрометре поляризованных нейтронов СПН импульсного реактора ИБР-2 (ЛНФ ОИЯИ) проводились экспериментальные исследования по формированию, регистрации и применению нейтронных стоячих волн в слоистых структурах [26, 106]. В рамках этих исследований в 2000–2002 гг. на спектрометре СПН в Дубне и на рефлектометре ADAM с постоянной длиной волны (ILL, Гренобль, Франция) были проведены эксперименты по измерению длины каналирования нейтронов в плоских волноводах. Результаты были опубликованы лишь в 2014 г. [100], уже после выхода первых работ [97–99] по измерению длины каналирования на рефлектометре NREX. В работе [100] использовались рефлектометры с вертикальной плоскостью образца. В эксперименте в Дубне на середине поверхности образцов длиной 100 мм наклеивались пластины Cd разной ширины: 10, 20 и 30 мм, поэтому вместе с приклеенной пластиной менялись и сами образцы. А в эксперименте в Гренобле на поверхность образца длиной 80 мм накладывались

стеклянные пластины толщиной 3 мм и шириной 10, 20 и 50 мм с пластинкой Cd высотой 3 мм и шириной 1 мм на входном торце стеклянной пластины. Выходной торец стеклянной пластины (без кадмия) совмещался с выходным торцом образца. В работе не было получено конкретных результатов, но был сделан правильный вывод, что величина длины каналирования зависит от метода регистрации, и поэтому нужны дальнейшие исследования. При этом авторы не ссылались на теорию каналирования нейтронов в слоистых структурах [96].

В настоящее время на импульсном реакторе ИБР-2 функционирует времяпролетный нейтронный рефлектометр GRAINS с горизонтальной плоскостью образца [107]. Пока рефлектометр работает в режиме неполяризованного пучка, но в планах есть поляризационный анализ. Рефлектометр оснащен позиционно-чувствительным детектором, автоматизированным перемещением диафрагм, современными системами управления экспериментом и сбора данных. Нами был проведен тестовый эксперимент [108] по измерению длины каналирования нейтронов в немагнитном волноводе  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ . Преимуществом времяпролетной методики является одновременная регистрация всех порядков резонансов при фиксированной геометрии. Получены двумерные карты интенсивности нейтронов. Показано, что за типичное время измерения спектра порядка нескольких часов можно проводить эксперименты по измерению длины каналирования нейтронов. На сегодня не удалось получить надежные экспериментальные результаты из-за того, что боралевый брусок перемещался с помощью шагового двигателя с управлением от компьютера. В этом случае движение происходит рывками, а не плавно, как в ручном режиме. Из-за рывков шагового двигателя положение боралевого бруска нельзя точно контролировать. В ручном режиме измерять можно, но будет тратиться время на закрытие и открытие шибера. Тем не менее сейчас такие эксперименты в принципе возможны. А с применением комбинированного замедлителя (теплового и криогенного) можно использовать нейтроны с длиной волны более  $3 \text{ \AA}$ . В будущем, когда удастся решить задачу плавного перемещения бруска с помощью двигателей, эксперименты по каналированию станут более доступными.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

**3.1. Описание метода.** В этом разделе рассмотрим метод исследования пленок со слабой намагниченностью порядка  $10^2 \text{ Гс}$  с помощью каналирования поляризованных нейтронов. Материалы, содержащие редкоземельные элементы, имеют слабую намагниченность насыщения порядка нескольких сотен гаусс и низкое значение ПДР. Поэтому их можно поместить внутрь волновода для создания условий резонансного усиления нейтронной плотности.

На рис. 20, *a* представлена ПДР волноводной структуры Ta(3 нм)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(15)/TbCo<sub>11</sub>(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)//Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (подложка). Исследуемая магнитная пленка TbCo<sub>11</sub> находится между двумя немагнитными слоями Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>. ПДР магнитного слоя различается для нейтронов со спином «+» (up) и спином «-» (down) на удвоенную величину намагниченности. Это приводит к тому, что положение резонансов для нейтронов со спином «+»

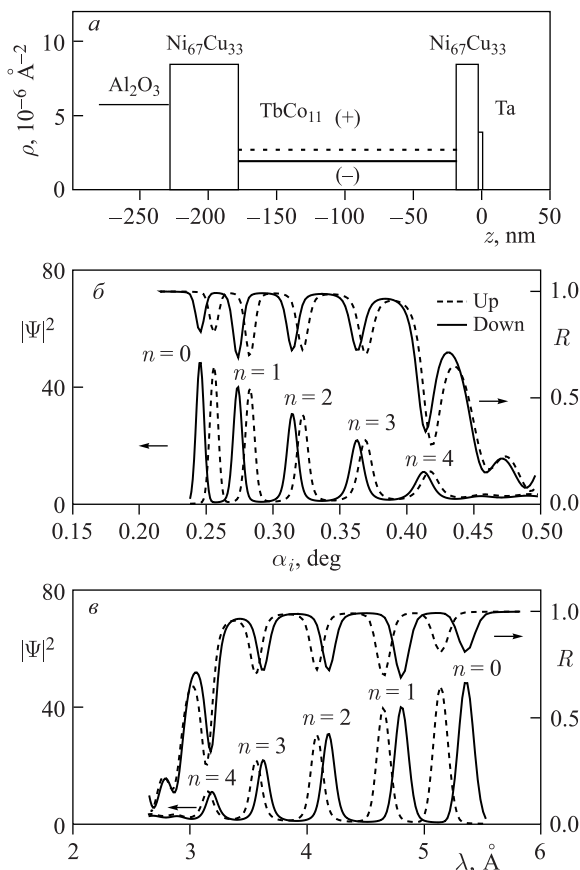


Рис. 20. Расчеты для слабомagneticной пленки TbCo<sub>11</sub> внутри волновода Ta(3 нм)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(15)/TbCo<sub>11</sub>(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)//Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (подложка): *a*) ПДР волновода; *b*) плотность волновой функции нейтронов (левая шкала) и коэффициенты отражения (правая шкала) в зависимости от угла скольжения начального пучка при фиксированной длине волны нейтронов 4,26 Å; *c*) плотность волновой функции нейтронов (левая шкала) и коэффициенты отражения (правая шкала) в зависимости от длины волны нейтронов при фиксированном угле скольжения начального пучка 0,3°. Расчет проведен для намагниченности 500 Гс

и спином «-» сдвинуты относительно друг друга (рис. 20, б, в). Коэффициент отражения и плотность волновой функции нейтронов со спином «+» и «-» показаны в зависимости от угла скольжения начального пучка для длины волны нейтронов 4,26 Å (рис. 20, б) и длины волны нейтронов при фиксированном угле скольжения начального пучка 0,3° (рис. 20, в). Расчет проведен для намагниченности 500 Гс. Закон сохранения энергии нейтронов при переходе нейтронов со спином «+» из вакуума с магнитным полем  $H$  в спиновое состояние «+» в канале волновода с магнитной индукцией  $B$  может быть записан следующим образом:

$$(k_{0z}^+)^2 + \frac{2m}{\hbar^2} \mu H = (k_{2z}^{++})^2 + \frac{2m}{\hbar^2} \mu B + \rho_2, \quad (14)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка;  $\mu$  — магнитный момент нейтрона;  $m$  — масса нейтрона;  $\rho_2$  — ядерная часть ПДР магнитного слоя. В магнитно-коллинеарном случае намагниченность равна  $M = B - H$ . То же самое можно записать и для спина «-»:

$$(k_{0z}^-)^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \mu H = (k_{2z}^{--})^2 - \frac{2m}{\hbar^2} \mu B + \rho_2 \quad (15)$$

или

$$(k_{0z}^+)^2 - (k_{2z}^{++})^2 - \rho_2 = \frac{2m}{\hbar^2} \mu M, \quad (16)$$

$$(k_{0z}^-)^2 - (k_{2z}^{--})^2 - \rho_2 = -\frac{2m}{\hbar^2} \mu M. \quad (17)$$

Вычитая (17) из (16), получим намагниченность магнитного слоя

$$M = \frac{\hbar^2}{4\mu m} [(k_{0z}^+)^2 - (k_{0z}^-)^2] + \Delta k_{\text{res}}^2, \quad (18)$$

где

$$\Delta k_{\text{res}}^2 = (k_{2z}^{--})^2 - (k_{2z}^{++})^2 = O(\arg R_{21}^{--}, \arg R_{23}^{--}, \arg R_{21}^{++}, \arg R_{23}^{++}),$$

$$\Delta k_{\text{res}}^2 = \frac{1}{4d^2} \{ [2\pi n - \arg R_{21}^{--} - \arg R_{23}^{--}]^2 - [2\pi n - \arg R_{21}^{++} - \arg R_{23}^{++}]^2 \}.$$

Для фиксированной длины волны нейтронов

$$M = \frac{(2\pi\hbar)^2}{4\mu m} \frac{1}{\lambda^2} [\sin^2 \alpha_{i0}^+ - \sin^2 \alpha_{i0}^-] + O[\arg(R_{21}^{--}), \arg(R_{23}^{--}), \arg(R_{21}^{++}), \arg(R_{23}^{++})]. \quad (19)$$

Для фиксированного угла  $\alpha_i$

$$M = \frac{(2\pi\hbar)^2 \sin^2 \alpha_i}{4\mu m} \left[ \frac{1}{(\lambda_0^+)^2} - \frac{1}{(\lambda_0^-)^2} \right] + O[\arg(R_{21}^{--}), \arg(R_{23}^{--}), \arg(R_{21}^{++}), \arg(R_{23}^{++})]. \quad (20)$$

В работе [90] показано, что для резонанса  $n = 0$  в (19) и (20) можно пренебречь малой добавкой  $O[\arg(R_{21}^-), \arg(R_{23}^-), \arg(R_{21}^+), \arg(R_{23}^+)]$ . В эксперименте измеряется интенсивность микропучка нейтронов из торца волновода как функция угла скольжения или длины волны для поляризации входного пучка «+» и «-». По формулам (19) или (20) напрямую определяется величина намагниченности пленки.

Оценим чувствительность метода. Полагая  $\delta\alpha_i = \alpha_i^+ - \alpha_i^-$ , получим оценку минимальной намагниченности:

$$\delta M \approx \frac{\hbar^2}{2\mu m} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \alpha_i \delta\alpha_i. \quad (21)$$

На рефлектометре NREX положение пиков по углу скольжения можно определить с точностью  $\delta\alpha_i = 0,0005^\circ$ . Для угла  $\alpha_i = 0,25^\circ$  и длины волны нейтронов  $\lambda = 4,26 \text{ \AA}$  получим  $\delta M = 28 \text{ Гс}$ .

На импульсном источнике нейтронов разрешение по длине волны определяется шириной импульса и составляет  $\delta\lambda = 0,02 \text{ \AA}$ . Тогда

$$M = \frac{(2\pi\hbar)^2 \sin^2 \alpha_i \delta\lambda}{2\mu m \lambda^2 \lambda}. \quad (22)$$

Для  $\alpha_i = 0,145^\circ$ ,  $\lambda = 2,3 \text{ \AA}$  и  $\delta\lambda = 0,02 \text{ \AA}$  получим  $\delta M = 142 \text{ Гс}$ . Длину волны можно увеличить с помощью угла скольжения падающего пучка. Тогда для  $\alpha_i = 0,435^\circ$  и  $\lambda = 6,9 \text{ \AA}$  получим  $\delta M = 47 \text{ Гс}$ .

**3.2. Эксперименты.** *3.2.1. Пленка TbCo<sub>5</sub>.* Материалы, содержащие редкоземельные элементы, широко используются для развития новых методов записи и хранения информации [109]. Материал TbCo<sub>5</sub> имеет намагниченность насыщения около 200 Гс [110]. Чувствительность стандартной рефлектометрии поляризованных нейтронов составляет около 1000 Гс, но в специальном случае брэгговской дифракции в скользящей геометрии была определена намагниченность пленки 10 Гс [111]. Чтобы определить слабую намагниченность порядка 100 Гс методом рефлектометрии поляризованных нейтронов, необходимо время измерения около 100 ч. Время измерения такого эксперимента много больше, чем стандартное время пользовательского эксперимента на нейтронном источнике. Поэтому развитие более чувствительных методов исследования слабомагнитных пленок является актуальной задачей.

В работе [90] мы продемонстрировали метод каналирования поляризованных нейтронов. Эксперимент проведен на рефлектометре NREX с постоянной длиной волны  $\lambda = 4,26 \text{ \AA}$  ( $\delta\lambda/\lambda = 1,5\%$ ).

Исследован образец Ta(3 нм)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(15)/TbCo<sub>5</sub>(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)/Si (подложка) с размерами подложки  $20 \times 40 \times 0,5 \text{ мм}$ . Поляризирующая эффективность поляризатора и анализатора на основе суперзеркала составляла около 0,99. Использовался двумерный газовый <sup>3</sup>He позиционно-чувствитель-

ный детектор с пространственным разрешением 3 мм. Расстояние от монохроматора до образца равно 2200 мм, а от образца до детектора 2400 мм. Для измерений с микропучком диафрагма на монохроматоре имела ширину 0,2 мм, а для рефлектометрии ширина диафрагмы была 1 мм. Угловая расходимость падающего начального пучка в измерениях с микропучком была равна  $0,006^\circ$ . На рис. 21, *a* показан коэффициент отражения  $R^{--}$  в зависимости от переданного импульса нейтронов. Внешнее магнитное поле 4,5 кЭ приложено параллельно поверхности образца. Точки соответствуют эксперименту, линия — подгонке. Коэффициент отражения  $R^{++}$  близок к коэф-

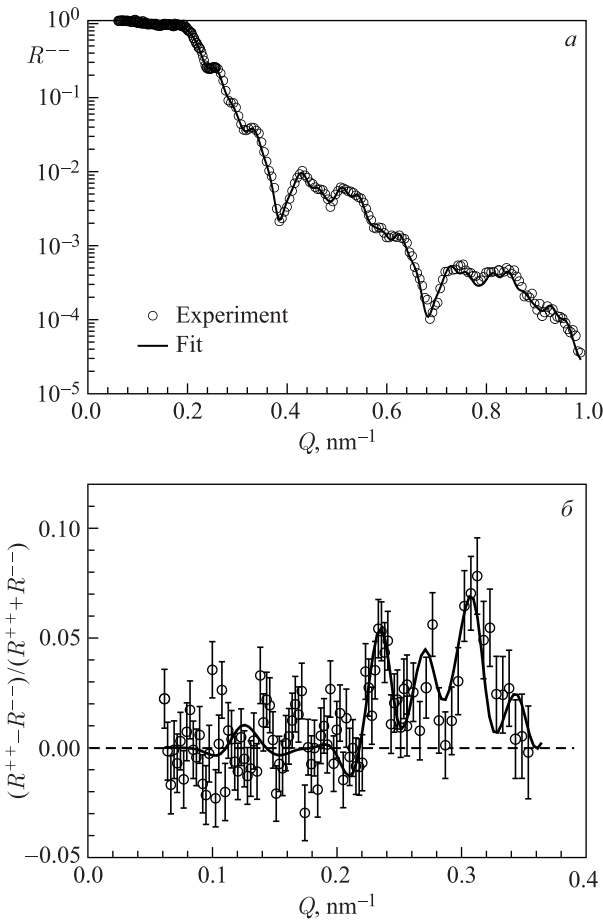


Рис. 21. *a*) Коэффициент отражения нейтронов  $R^{--}$  в зависимости от переданного импульса нейтронов. *б*) Спиновая асимметрия. Точки соответствуют эксперименту, линия — подгонке. Волновод Ta(3 нм)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(15)/TbCo<sub>5</sub>(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)/Si (подложка)



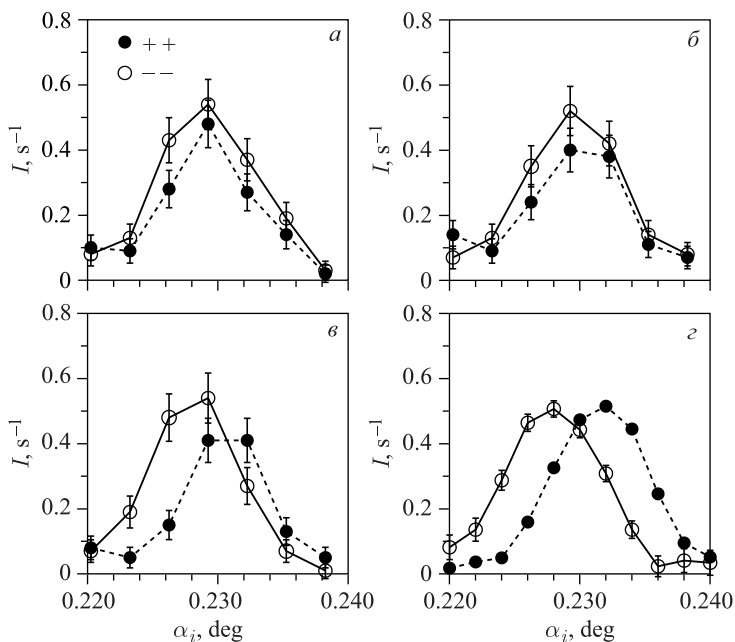


Рис. 22. Интенсивность микропучков «++» и «--» резонанса  $n = 0$  в зависимости от угла скольжения начального пучка при значениях приложенного магнитного поля: а) 70 Э; б) 1,0 кЭ; в) 3,4 кЭ; з) 4,5 кЭ

фициенту отражения  $R^{--}$ . На рис. 21, б представлена спиновая асимметрия  $SA = (R^{++} - R^{--}) / (R^{++} + R^{--})$ . Максимальное значение спиновой асимметрии составляет 0,07. Коэффициенты отражения с переворотом спина нейтронов равны нулю:  $R^{+-} = R^{-+} = 0$ . Левый и правый индексы соответствуют проекции нейтронов на внешнее магнитное поле до и после образца. Интен-

сивность микропучка резонанса  $n = 0$  в зависимости от угла скольжения начального пучка измерена при значениях приложенного магнитного поля 70 Э (рис. 22, а), 1,0 кЭ (рис. 22, б), 3,4 кЭ (рис. 22, в) и 4,5 кЭ (рис. 22, з). Темные символы соответствуют спиновому переходу «++», а светлые символы — спиновому переходу «--». Для измерения на рис. 22, з анализатор не использовался. На рис. 23 показана намагниченность пленки  $TbCo_5$ , опре-

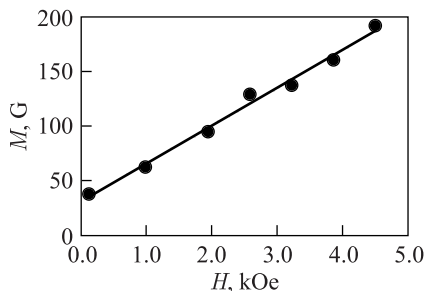


Рис. 23. Намагниченность пленки  $TbCo_5$  в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля

деленная из экспериментальных значений положения пиков микропучков по формуле (19) без учета малой поправки. Минимальное измеренное значение намагниченности составляет 37 Гс.

3.2.2. Пленка TbCo<sub>11</sub>. Пленка TbCo<sub>11</sub> имеет высокую намагниченность насыщения. Более подробно результаты представлены в работе [112]. Был исследован образец Ta(3 нм)/Ni<sub>0,67</sub>Cu<sub>0,33</sub>(15)/TbCo<sub>11</sub>(150)/Ni<sub>0,67</sub>Cu<sub>0,33</sub>(50)//Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (подложка) с размерами подложки 25 × 25 × 1 мм. Эксперименты с фиксированной длиной волны нейтронов 4,26 Å были проведены на рефлектометре NREX реактора FRM II (MLZ, Гархинг, Германия). Разрешение по длине волны равно 1,5 % (FWHM), угловая расходимость начального пучка 0,013°. Плоскость образца горизонтальная. Поляризующая эффективность поляризатора равна 0,99. Процедура намагничивания образца была следующей: большое внешнее магнитное поле −10 кЭ прикладывалось параллельно плоскости образца, затем уменьшалось до нуля и повышалось до +20 Э. На рис. 24 показаны коэффициенты отражения нейтронов с начальной поля-

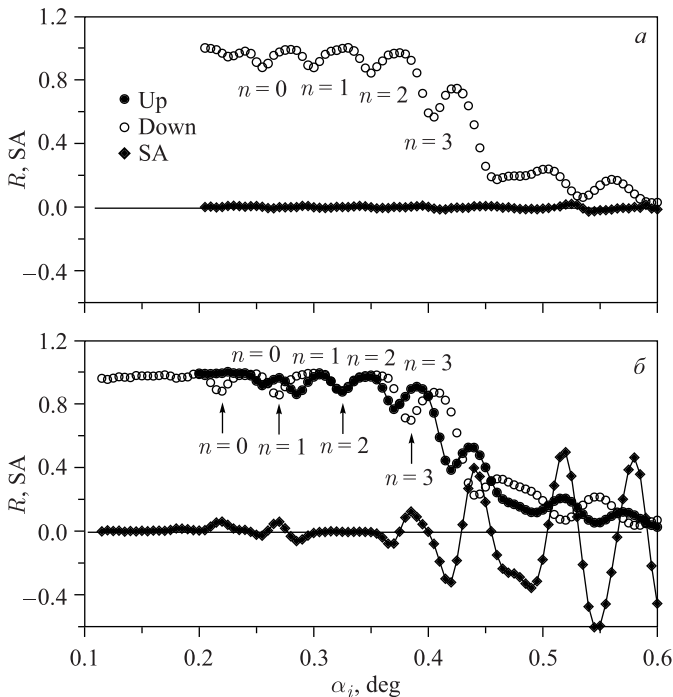


Рис. 24. Коэффициенты отражения нейтронов с начальной поляризацией «+» (темные кружки) и «−» (светлые кружки) и спиновая асимметрия (ромбы) во внешнем магнитном поле: а) 386 Э; б) 4618 Э. Для поля 386 Э коэффициент отражения «−» не показан, чтобы не загромождать рисунок

ризацией «+» (темные кружки) и «-» (светлые кружки) и спиновая асимметрия (ромбы) во внешнем магнитном поле 386 Э (рис. *a*) и 4618 Э (рис. *б*). В малом внешнем магнитном поле коэффициенты отражения «+» и «-» почти совпадают (коэффициент отражения  $R^+$  не показан, чтобы не загромождать рисунок) и спиновая асимметрия близка к нулю. В большом внешнем поле коэффициенты отражения  $R^+$  и  $R^-$  расходятся, а спиновая асимметрия отлична от нуля. В области полного отражения видны слабые минимумы резонансов  $n = 0, 1, 2, 3$ . Для угла скольжения начального пучка  $0,415^\circ$  была измерена спиновая асимметрия в зависимости от внешнего магнитного поля (темные кружки соответствуют увеличению поля, а светлые кружки — уменьшению поля). Гистерезис наблюдается во внешнем поле ниже 8 кЭ (рис. 25, *a*), а в поле около 600 Э намагниченность равна нулю (рис. 25, *б*).

Интенсивность микропучка нейтронов для начальной поляризации «+» (темные символы) и «-» (светлые символы) как функция угла скольжения начального пучка была измерена в зависимости от величины внешнего магнитного поля в узком (рис. 26) и широком (рис. 27) диапазонах. В магнитном поле 570 Э (рис. 26, *з*) угловая расходимость падающего пучка равна  $0,0065^\circ$ .

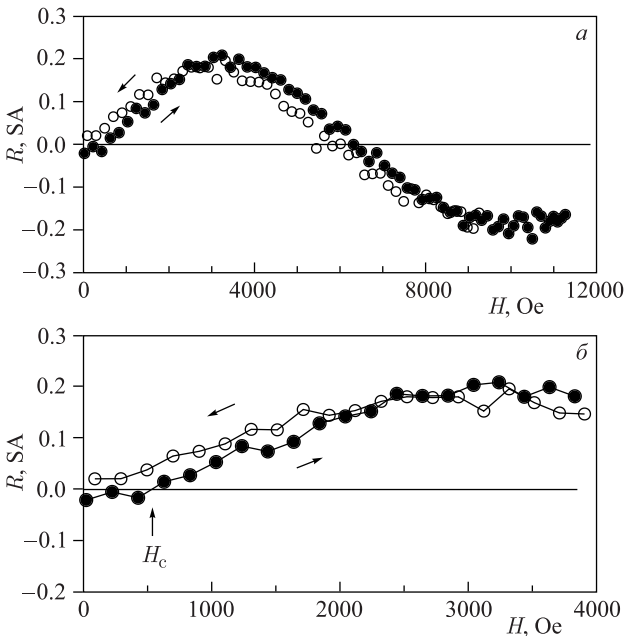


Рис. 25. Спиновая асимметрия коэффициентов отражения нейтронов в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля: *a*) широкий диапазон полей; *б*) узкий интервал вблизи коэрцитивного поля. Длина волны равна  $4,26 \text{ \AA}$ , угол скольжения начального пучка  $0,414^\circ$

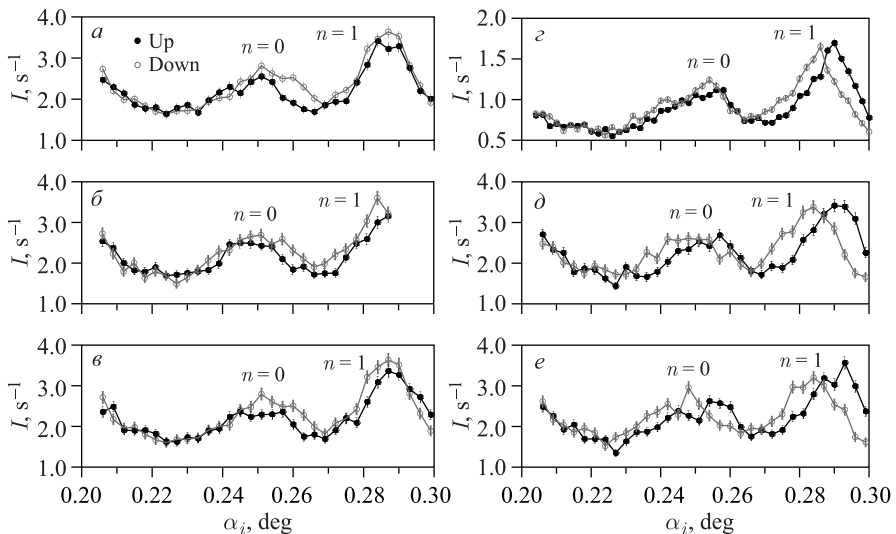


Рис. 26. Интенсивность микропучка нейтронов для начальной поляризации «+» (темные символы) и «-» (светлые символы) как функция угла скольжения начального пучка в узком интервале внешнего магнитного поля: а) 451 Э; б) 530 Э; в) 551 Э; г) 570 Э; д) 620 Э; е) 640 Э

Видно, что с увеличением напряженности магнитного поля растет и сдвиг пиков двух поляризаций. Намагниченность пленки определяется по положению пиков по формуле (19). В большом магнитном поле 11 400 Э (рис. 27, а) исчезает пик резонанса  $n = 0$  для поляризации «-». В этом случае намагниченность пленки можно рассчитать по формуле

$$M = \frac{(2\pi\hbar)^2}{2\mu m} \frac{1}{\lambda^2} [\sin^2 \alpha_{i0}^+ - \sin^2 \alpha_{i0}^-], \quad (23)$$

где  $\alpha_{i0}$  — положение резонанса микропучка при нулевой намагниченности.

Такие же эксперименты были проведены на времяпролетном рефлектометре поляризованных нейтронов РЕМУР [113] импульсного реактора ИБР-2 в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка (ОИЯИ, Дубна). Был использован комбинированный (тепловой + криогенный) замедлитель нейтронов, который позволил увеличить интенсивность нейтронов с большой длиной волны примерно в 10 раз. При этом интенсивность нейтронов в спектре падает в 10 раз при увеличении длины волны в интервале от 2 до 4 Å. Примеры применения комбинированного замедлителя на рефлектометре РЕМУР приведены в работе [114]. Разрешение по длине волны нейтронов определяется длительностью вспышки реактора и составляет 0,02 Å. Угловая

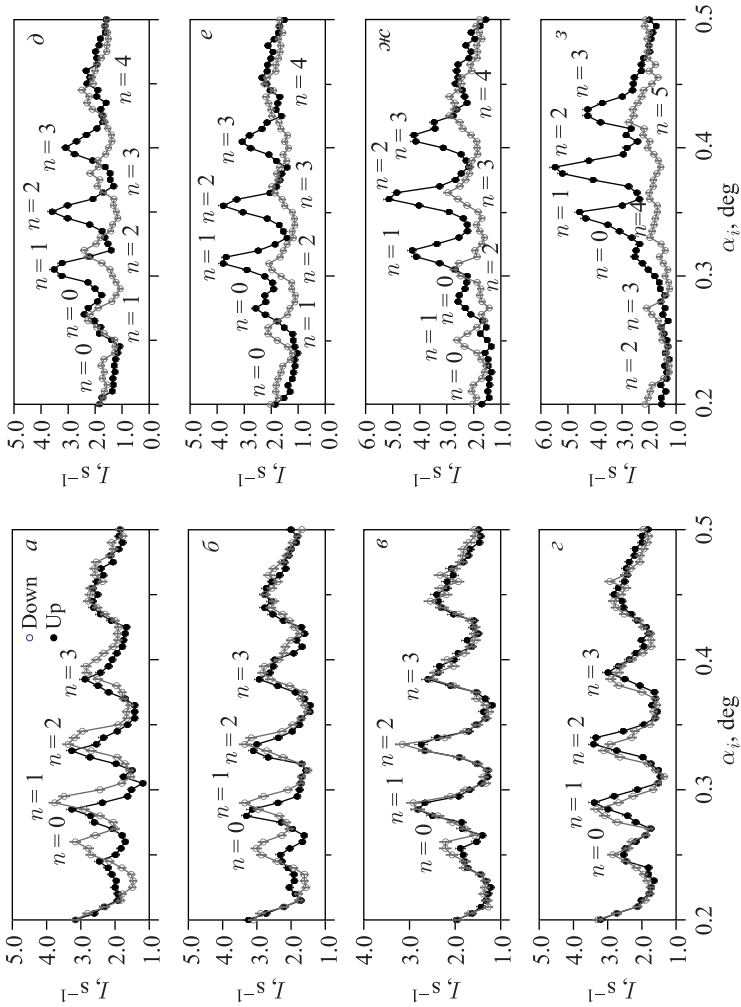


Рис. 27. Интенсивность микропучка нейтронов для начальной поляризации «+» (темные символы) и «-» (светлые символы) как функция угла скольжения начального пучка в широком диапазоне внешнего магнитного поля: а) 18 Э; б) 194 Э; в) 395 Э; г) 595 Э; д) 2010 Э; е) 3020 Э; ж) 4007 Э; з) 11400 Э

расходимость падающего пучка  $0,019^\circ$ . Расстояние от замедлителя до образца равно 29 000 мм и от образца до детектора 5030 мм. Использовался газовый  $^3\text{He}$  двумерный позиционно-чувствительный детектор с пространственным разрешением 2,5 мм. Поляризатор представлял собой суперзеркало в геометрии отражения. Перед образцом располагался радиочастотный адиабатический спин-флиппер [115]. На рис. 28 показана интенсивность микропучка нейтронов как функция длины волны нейтронов для поляризации падающего на образец пучка «+» (темные символы) и «-» (светлые символы). Угол скольжения начального пучка равен  $0,133^\circ$ . Во внешнем магнитном поле 300 Э (рис. 28, а) намагниченность отрицательна, в поле 1500 Э (рис. 28, б)

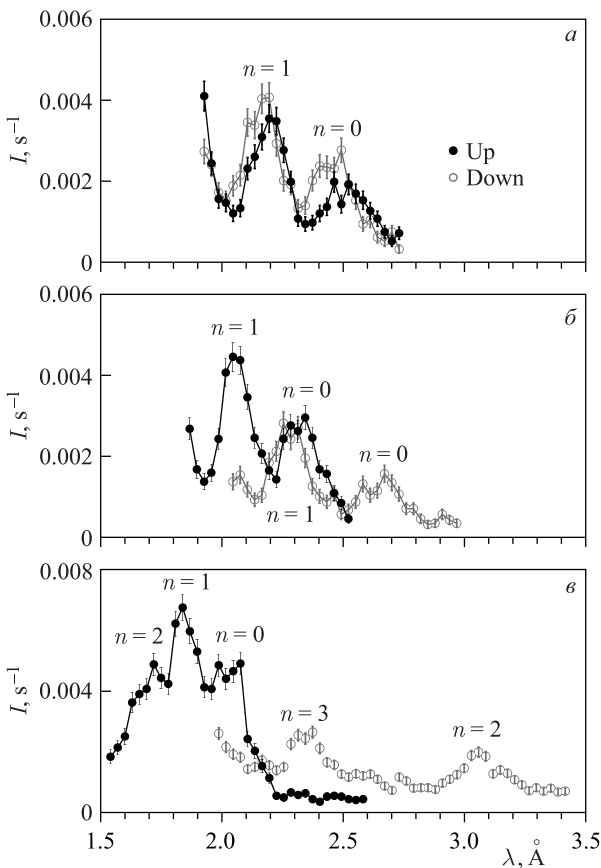


Рис. 28. Интенсивность микропучка как функция длины волны нейтронов в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля для поляризации падающего на образец пучка «+» (темные символы) и «-» (светлые символы): а) 300 Э; б) 1500 Э; в) 10,3 кЭ. Угол скольжения начального пучка равен  $0,133^\circ$

намагниченность положительна, а в поле 10,3 кЭ (рис.28 в) намагниченность близка к максимальной. В поле 10,3 кЭ резонанс порядка  $n = 0$  для поляризации «-» исчезает, поэтому расчет намагниченности проводится

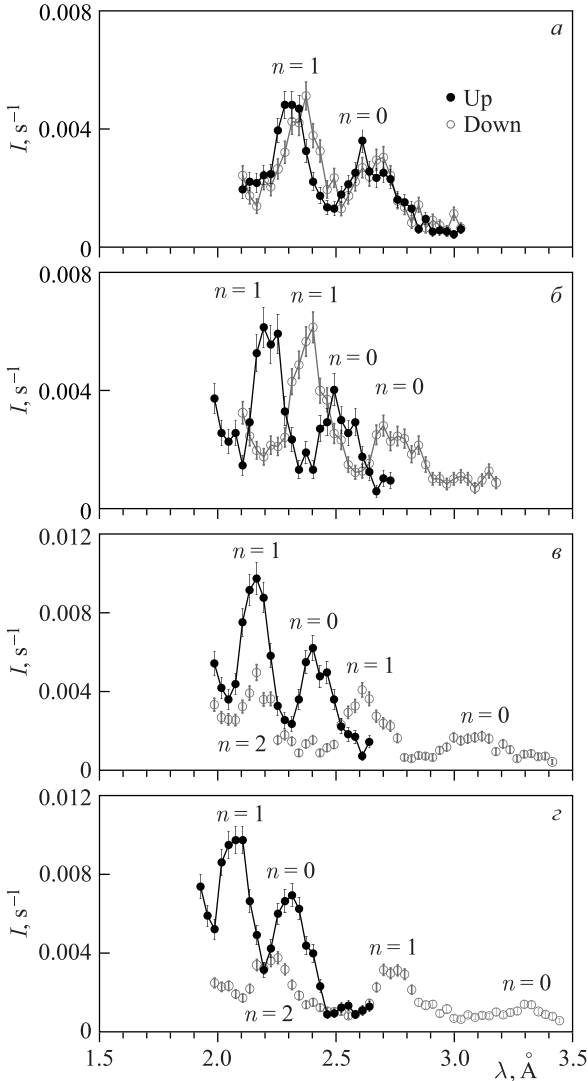


Рис. 29. Интенсивность микропучка как функция длины волны нейтронов в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля для начальной поляризации «+» (темные символы) и «-» (светлые символы) при фиксированном угле скольжения начального пучка  $0,145^\circ$ : а) 600 Э; б) 1500 Э; в) 3030 Э; г) 5039 Э

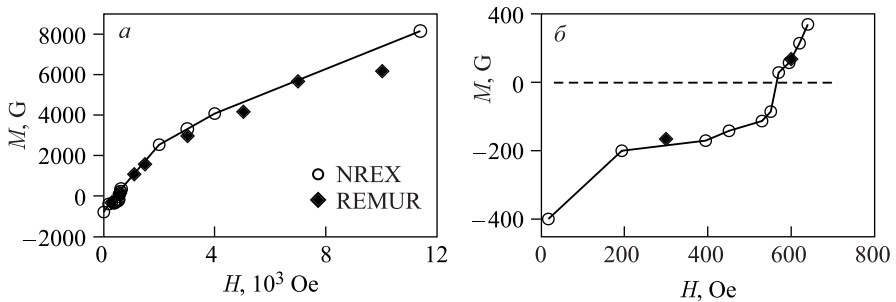


Рис. 30. Намагниченность пленки  $\text{TbCo}_{11}$  в зависимости от напряженности внешнего поля, измеренная на рефлектометрах NREX (светлые символы) и РЕМУР (темные символы): а) широкий интервал; б) узкий интервал

по формуле

$$M = \frac{(2\pi\hbar)^2 \sin^2 \alpha_i}{2\mu m} \left[ \frac{1}{(\lambda_0^+)^2} - \frac{1}{(\lambda_0^-)^2} \right], \quad (24)$$

где  $\lambda_0$  — положение пика резонанса порядка  $n = 0$  для нулевой намагниченности. На рис. 29 представлена интенсивность микропучка как функция длины волны нейтронов в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Темные символы отвечают поляризации начального пучка «+», а светлые символы соответствуют поляризации «-». Угол скольжения начального пучка равен  $0,145^\circ$ . Можно видеть, что расстояние между пиками резонанса порядка  $n = 0$  увеличивается с ростом намагниченности.

На рис. 30, а показана намагниченность пленки  $\text{TbCo}_{11}$  в зависимости от напряженности внешнего поля, измеренная на рефлектометрах NREX (светлые символы) и РЕМУР (темные символы). Намагниченность насыщения составляет порядка 8 кГс. Величина коэрцитивного внешнего поля на рис. 30, б равна 565 Гс с точностью около 30 Гс.

Таким образом, нами продемонстрирован экспериментальный метод определения намагниченности пленки с точностью порядка 30 Гс. Метод является прямым и не требует знания толщины пленки. Он может применяться для исследования слабомагнитных материалов, содержащих редкоземельные элементы.

## 4. ЗОНДОВАЯ НЕЙТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

**4.1. Угловая расходимость микропучка.** Еще одним применением нейтронного микропучка из торца плоского волновода является сканирование микроструктур с высоким пространственным разрешением. Этот метод называется зондовой нейтронной микроскопией. Пространственное разрешение



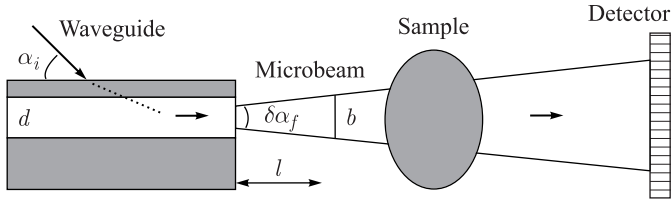


Рис. 31. Геометрия сканирования исследуемого образца микропучком из волновода

метода определяется шириной микропучка, которая в свою очередь зависит от его угловой расходимости. На рис. 31 показана схема сканирования исследуемого образца микропучком из волновода. Начальный пучок нейтронов с расходимостью  $\delta\alpha_i$  падает на поверхность волновода под углом скольжения  $\alpha_i$ . Ширина канала волновода равна  $d$ . Из торца канала выходит микропучок с начальной шириной  $d$  и расходимостью  $\delta\alpha_f$ . Исследуемый образец находится на расстоянии  $l$  от выходного торца волновода. Тогда ширина микропучка на месте образца равна  $b \approx d + l \cdot \delta\alpha_f$ . Геометрия на рис.31 соответствует дифракции Фраунгофера на узкой щели, которой является канал волновода. Расходимость микропучка на месте образца определяется выражением

$$\delta\alpha_f = \sqrt{(\delta\alpha_F)^2 + (\delta\alpha_i)^2}, \tag{25}$$

где  $\delta\alpha_F$  — вклад фраунгоферовой дифракции в расходимость микропучка. Если угловое разрешение детектора равно  $\delta\alpha_{\text{det}}$ , то расходимость регистрируемого детектором микропучка определяется как

$$\delta\alpha_f = \sqrt{(\delta\alpha_F)^2 + (\delta\alpha_i)^2 + (\delta\alpha_{\text{det}})^2}. \tag{26}$$

На рис. 32, *a* показана нормированная интенсивность микропучка нейтронов как функция угла дифракции Фраунгофера  $\alpha_F$  для случая однородного распределения нейтронной плотности по ширине канала волновода. Расчет проведен для ширины канала  $d = 141,7$  нм и длины волны нейтронов  $\lambda = 4,26$  Å:

$$\frac{I}{I_0} = \left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \tag{27}$$

$$\beta = 0,5k_0d \sin \alpha_F \approx \pi d\alpha_F/\lambda, \tag{28}$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — модуль волнового вектора нейтрона,  $\alpha_F \ll 1$  и  $\sin \alpha_F \approx \alpha_F$ . Графическое решение уравнения

$$\left( \frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 = 0,5 \tag{29}$$

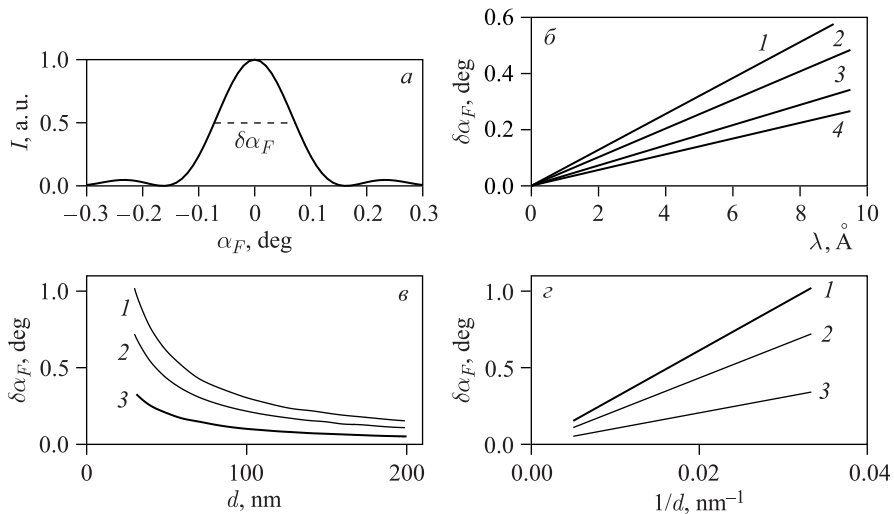


Рис. 32. а) Нормированная интенсивность микропучка нейтронов как функция угла дифракции Фраунгофера  $\alpha_F$ . Расчет проведен для ширины канала  $d = 141,7$  нм и длины волны нейтронов  $\lambda = 4,26$  Å. б) Зависимость угловой ширины  $\delta\alpha_F$  от длины волны нейтронов для ширины канала: 1 — 80 нм; 2 — 100 нм; 3 — 141,7 нм; 4 — 180 нм. в) Расходимость микропучка  $\delta\alpha_F$  как функция ширины канала  $d$  для длины волны нейтронов: 1 — 6 Å; 2 — 4,26 Å; 3 — 2 Å. г) Угловая расходимость микропучка  $\delta\alpha_F$  как функция параметра  $1/d$

позволяет определить полную ширину на половине высоты (FWHM)  $\delta\alpha_F$  центрального пика интенсивности, которая и является вкладом дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка.

На рис. 32, б представлена зависимость угловой ширины  $\delta\alpha_F$  от длины волны нейтронов для ширины волноводного канала: 80 нм (кривая 1); 100 нм (кривая 2); 141,7 нм (кривая 3); 180 нм (кривая 4). Можно видеть, что зависимость является прямо пропорциональной:

$$\delta\alpha_F \propto \lambda. \quad (30)$$

На рис. 32, в показана величина  $\delta\alpha_F$  как функция ширины канала  $d$  для длины волны нейтронов: 6 Å (кривая 1); 4,26 Å (кривая 2); 2 Å (кривая 3). На рис. 32, г та же величина  $\delta\alpha_F$  построена как функция параметра  $1/d$ . Зависимость вклада фраунгоферовой дифракции в угловую ширину микропучка обратно пропорциональна ширине канала волновода:

$$\delta\alpha_F \propto \frac{1}{d}. \quad (31)$$

На рис. 33, *a* представлен расчет плотности волновой функции нейтронов (2) в зависимости от угла скольжения начального пучка и координаты  $z$  перпендикулярно слоям волноводной структуры Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(20 нм)/Cu(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)/Si (подложка). ПДР волновода приведена на рис. 14, *a*. Максимумы резонансов  $n = 0, 1, 2$  находятся в области полного отражения.

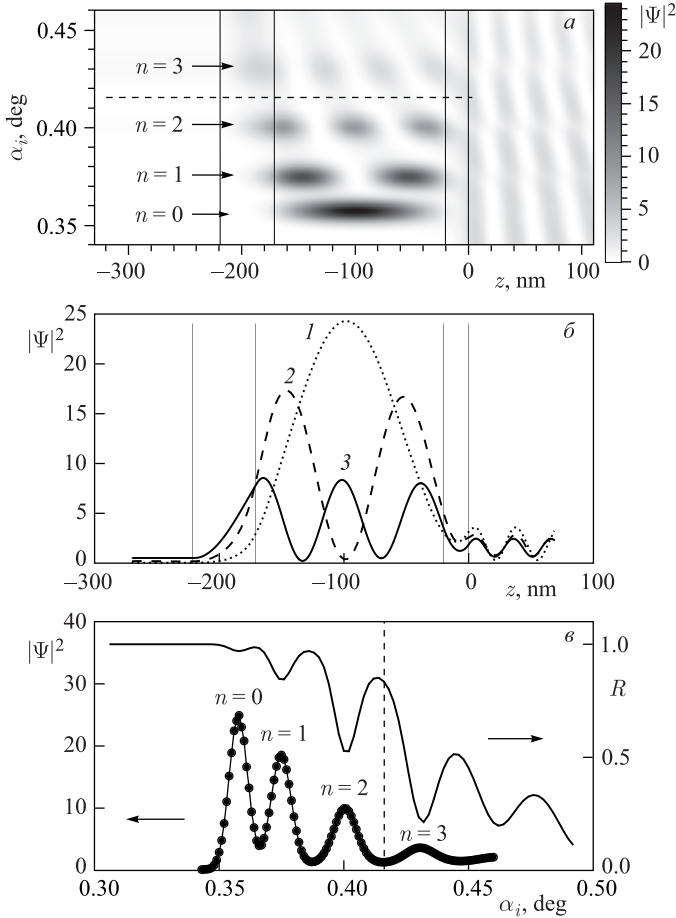


Рис. 33. Расчет для волновода Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(20 нм)/Cu(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)/Si (подложка) при длине волны 4,26 Å. *a*) Плотность волновой функции нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка и координаты  $z$ . *б*) Плотность волновой функции нейтронов в зависимости от координаты  $z$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют порядкам резонанса  $n = 0, 1, 2$  и имеют один, два и три максимума по координате  $z$ . *в*) Плотность волновой функции нейтронов (левая шкала) и коэффициент отражения нейтронов (правая шкала) в зависимости от угла скольжения начального пучка

На рис. 33, б показана плотность волновой функции нейтронов в волноводном канале в зависимости от координаты  $z$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют порядкам резонанса  $n = 0, 1, 2$  и имеют один, два и три максимума по координате  $z$ . На рис. 33, в представлена плотность волновой функции нейтронов (левая шкала) и коэффициент отражения нейтронов (правая шкала) в зависимости от угла скольжения начального пучка. Максимумы плотности волновой функции нейтронов соответствуют минимумам коэффициента отражения.

Экспериментальные результаты для этой волноводной структуры приведены на рис. 34. Эксперимент проведен на рефлектометре NREX. Длина волны равна  $4,26 \text{ \AA}$ , разрешение по длине волны составляло  $1,5\%$  (FWHM). Угловая расходимость начального пучка равна  $0,009^\circ$ , а угловое разрешение двумерного позиционно-чувствительного детектора равно  $0,072^\circ$ . На рис. 34, а показана интенсивность нейтронов в зависимости от начального и конечного углов скольжения. Верхняя диагональ — это зеркально отраженный

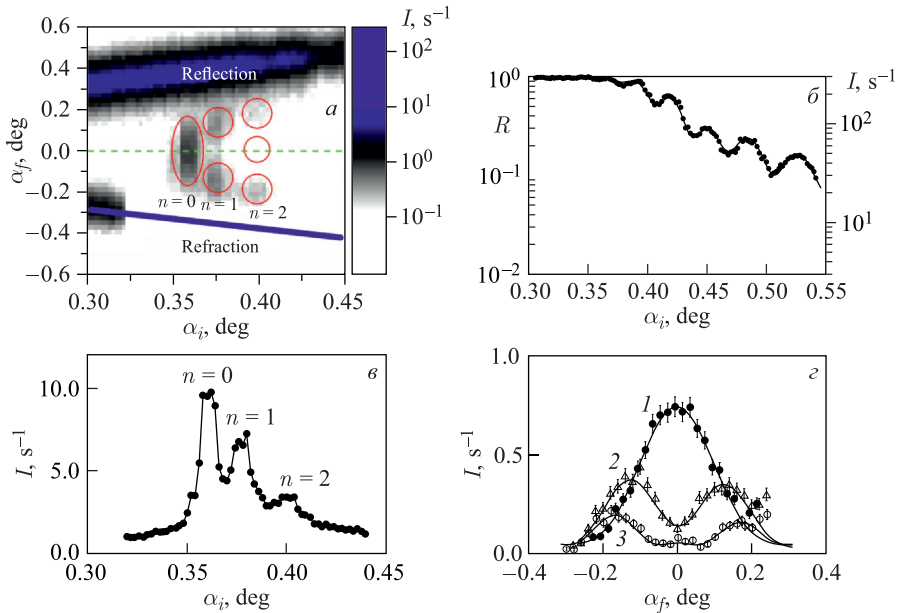


Рис. 34. Экспериментальные результаты, полученные на рефлектометре NREX, для волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка): а) двумерная карта интенсивности нейтронов; б) коэффициент отражения нейтронов (левая шкала) и интенсивность зеркально отраженного пучка (правая шкала) в зависимости от угла скольжения начального пучка; в) интенсивность микропучка нейтронов как функция начального угла скольжения; г) интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от конечного угла скольжения (кривые 1, 2 и 3 соответствуют микропучкам порядка резонанса  $n = 0, 1, 2$ )

пучок, а нижняя — направление прямого пучка. При углах  $\alpha_i > 0,32^\circ$  прямой и преломленный пучки выходят за апертуру детектора и не регистрируются. Угол  $\alpha_f = 0$  соответствует направлению плоскости образца. Индексами  $n = 0, 1, 2$  указаны микропучки соответствующих порядков резонанса. На рис. 34, б представлен коэффициент отражения (левая шкала). Символы — эксперимент, линия — подгонка. Правая шкала соответствует интенсивности зеркально отраженного пучка. На рис. 34, в показана интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка. Индексами  $n = 0, 1, 2$  отмечены максимумы соответствующих резонансов. На рис. 34, г приведена интенсивность микропучка в зависимости от конечного угла  $\alpha_f$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют резонансам  $n = 0, 1, 2$ . Зависимость интенсивности микропучка повторяет зависимость плотности волновой функции нейтронов (рис. 33, б). Отличие наблюдается для резонанса  $n = 2$ , у которого центральный максимум слабее, чем для плотности волновой функции нейтронов. Линия соответствует фурье-преобразованию плотности волновой функции нейтронов

$$I_n(\alpha_f) = A \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_n(z) \exp(ik_0 z \sin \alpha_f) dz \right|^2, \quad (32)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . При расчете в формуле (32) мы учитывали угловое разрешение позиционно-чувствительного детектора, которое определяет разрешение по конечному углу  $\alpha_f$ . Впервые зависимость как на рис. 34, г экспериментально измерена и сравнена с теорией в работе [79]. Наши результаты [102] также подтверждают совпадение эксперимента с расчетами. В наших работах [86, 87] измерено распределение интенсивности микропучков по конечному углу  $\alpha_f$  для резонансов  $n = 0, 1, 2, 3, 4$ .

Распределение интенсивности микропучка резонанса  $n = 0$  на рис. 34, г близко к распределению интенсивности на рис. 32, а. Это означает, что мы можем экспериментально определить угловую ширину микропучка и извлечь отсюда экспериментальную величину вклада дифракции Фраунгофера. В работе [87] нами была измерена угловая расходимость микропучка нейтронов в зависимости от ширины волноводного канала при фиксированной длине волны нейтронов. На рефлектометре NREX были исследованы волноводы  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  (подложка), где  $d = 80, 100, 120, 180$  нм и  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка). Длина волны равна  $4,26 \text{ \AA}$ , разрешение по длине волны  $1,5\%$  (FWHM). Расходимость падающего на образец пучка равна  $0,013^\circ$ , угловое разрешение двумерного позиционно-чувствительного детектора составляет  $0,072^\circ$ . На рис. 35 показана двумерная карта интенсивности нейтронов в зависимости от начального и конечного углов скольжения. Нижняя диагональ соответствует преломленному пучку, индексами  $n = 0, 1, 2, 3, 4$  указаны микропучки соот-

ветствующих резонансов. Видно, что нижняя часть микропучков перекрывается преломленным пучком большой интенсивности. Зеркально отраженный и прямой пучки блокированы поглощающими пластинами из Cd. На рис. 36 приведена зависимость интенсивности нейтронов от конечного угла скольжения для ширины канала 180 нм (рис. *а*), 120 нм (рис. *б*), 100 нм (рис. *в*)

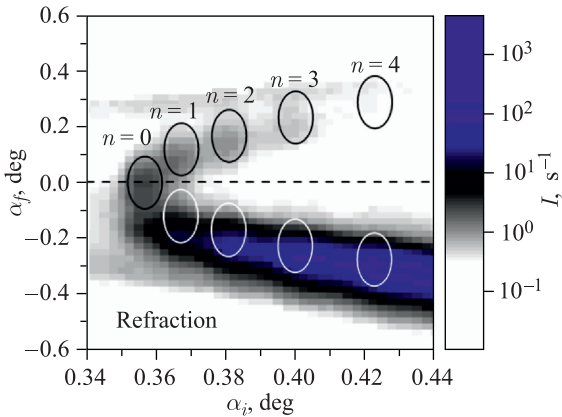


Рис. 35. Двумерная карта интенсивности нейтронов для волноводной структуры  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(180)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  (подложка), измеренная на рефлектометре NREX для постоянной длины волны нейтронов  $4,26 \text{ \AA}$ . Эллипсами и индексами  $n = 0, 1, 2, 3, 4$  показаны микропучки соответствующих порядков резонансов

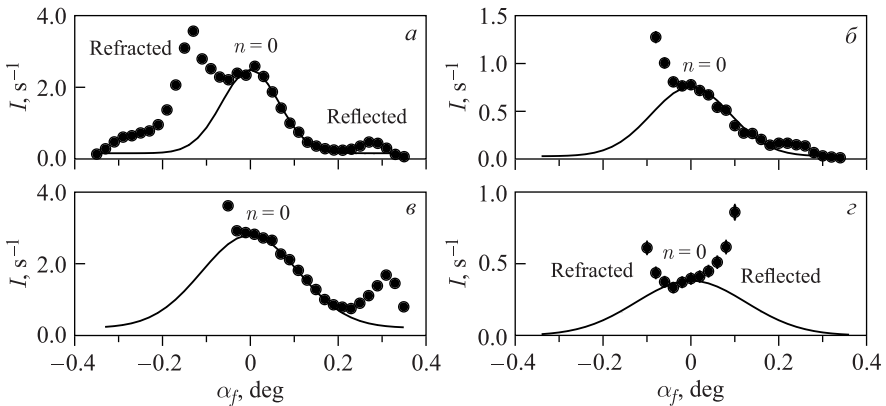


Рис. 36. Зависимость интенсивности нейтронов от конечного угла скольжения для ширины канала: *а*) 180 нм; *б*) 120 нм; *в*) 100 нм; *г*) 80 нм. Центральный пик соответствует микропучку резонанса  $n = 0$ . Большой пик слева — это преломленный пучок, а маленький пик справа — это часть зеркально отраженного пучка. Точки — эксперимент, линия — расчет по формуле (32)

и 80 нм (рис. *з*). Центральный пик соответствует микропучку резонанса  $n = 0$ . Высокий пик слева — это преломленный пучок, а низкий пик справа — это часть зеркально отраженного пучка. Точки — эксперимент, линия — расчет по формуле (32). Форма пика микропучка резонанса  $n = 0$  практически не отличается от гауссова распределения. При уменьшении ширины канала увеличивается угловая ширина пика микропучка. Для ширины канала 80 нм (рис. 36, *з*) угловая расходимость микропучка увеличивается настолько, что микропучок сильно перекрывается преломленным и отраженным пучками. Для остальных значений ширины канала мы экспериментально определили угловую ширину  $\delta\alpha_f$  пика микропучка (FWHM) и извлекли из нее вклад дифракции Фраунгофера  $\delta\alpha_F$  с учетом угловой расходимости  $\delta\alpha_i$  начального пучка и углового разрешения детектора:

$$\delta\alpha_F = \sqrt{(\delta\alpha_f)^2 - (\delta\alpha_i)^2 - (\delta\alpha_{\text{det}})^2}. \quad (33)$$

Вклад фраунгоферовой дифракции показан как функция ширины канала на рис. 37, *а* и обратной ширины канала на рис. 37, *б*. Точки — эксперимент, линия — расчет дифракции Фраунгофера по формулам (27)–(29). Видно, что экспериментальные данные соответствуют расчету и подтверждают зависимость (31) от ширины волноводного канала.

В Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка (ОИЯИ, Дубна) также проводятся исследования плоских нейтронных волноводов. В работе [85] на времяпролетном рефлектометре РЕМУР [113] импульсного реактора ИБР-2 впервые была зарегистрирована система микропучков из плоского волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка). Были зарегистрированы микропучки резонансов  $n = 0, 1, 2$  с разными длинами волн. Резонансную длину волны нейтронов на времяпролетном рефлектометре можно менять путем выбора угла скольжения начального пучка. Угловая расходимость начального пучка равна  $0,009^\circ$ , угловое разрешение позиционно-

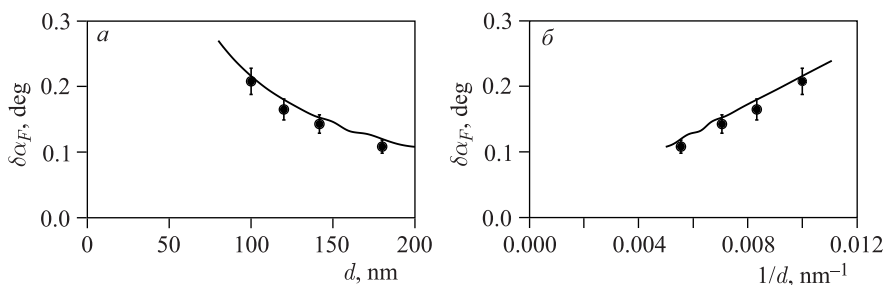


Рис. 37. Вклад дифракции Фраунгофера в расходимость микропучка резонанса  $n = 0$  как функция: *а*) ширины канала; *б*) обратной ширины канала. Длина волны нейтронов 4,26 Å. Точки — эксперимент, линия — расчет по формулам (27)–(29)

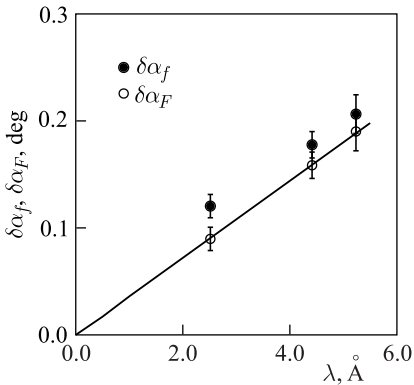


Рис. 38. Результаты измерений на рефлектометре РЕМУР. Угловая расходимость микропучка (темные символы) и вклад дифракции Фраунгофера (светлые символы) в зависимости от длины волны нейтронов. Линия соответствует расчету дифракции Фраунгофера по формулам (27)–(29) для ширины канала 141,7 нм

чувствительного детектора составляет  $0,028^\circ$ . На рис. 38 представлена экспериментально измеренная угловая расходимость микропучка (темные символы) и вклад дифракции Фраунгофера (светлые символы). Линия соответствует расчету дифракции Фраунгофера по формулам (27)–(29) для ширины канала 141,7 нм, полученной из подгонки коэффициента отражения. Можно видеть, что эксперимент подтверждает линейную зависимость (30) вклада дифракции Фраунгофера  $\delta\alpha_F$  от длины волны нейтронов.

На рефлектометре РЕМУР была исследована зависимость угловой расходимости микропучка от ширины волноводного канала. Был использован тот же набор образцов, что и на рефлектометре NREX:  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  (подложка), где  $d = 80, 100, 120, 180$  нм. На рис. 39, *a* представлена интенсивность нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов и конечного угла  $\alpha_f$  для ширины канала 180 нм. Угол скольжения начального пучка равен  $0,369^\circ$ . Интенсивный пучок в нижней части является преломленным пучком. Верхняя горизонтальная линия — это часть зеркально отраженного пучка, а нижняя горизонтальная линия — часть прямого пучка. Индексами  $n = 0, 1, 2, 3, 4$  отмечены микропучки соответствующих резонансов. Микропучок резонанса  $n = 0$  находится в узкой области конечных углов вблизи направления плоскости образца. На рис. 39, *б* показана интенсивность нейтронов для ширины канала 80 нм. Угол скольжения начального пучка равен  $0,246^\circ$ . Видна вертикальная полоса резонанса  $n = 0$ , которая означает большую расходимость микропучка. На рис. 40 представлена зависимость интенсивности микропучка нейтронов резонанса  $n = 0$  при углах скольжения начального пучка  $0,152^\circ$  (рис. *a*);  $0,281^\circ$  (рис. *б*) и  $0,369^\circ$  (рис. *в*). Точки и штриховая линия — эксперимент, сплошная линия — расчет. Цифра 1 — отраженный пучок, 2 — преломленный пучок, 3 — прямой пучок. При увеличении угла скольжения начального пучка (соответственно, увеличении длины волны нейтронов) расходимость микропучка растет. На рис. 41, *a*



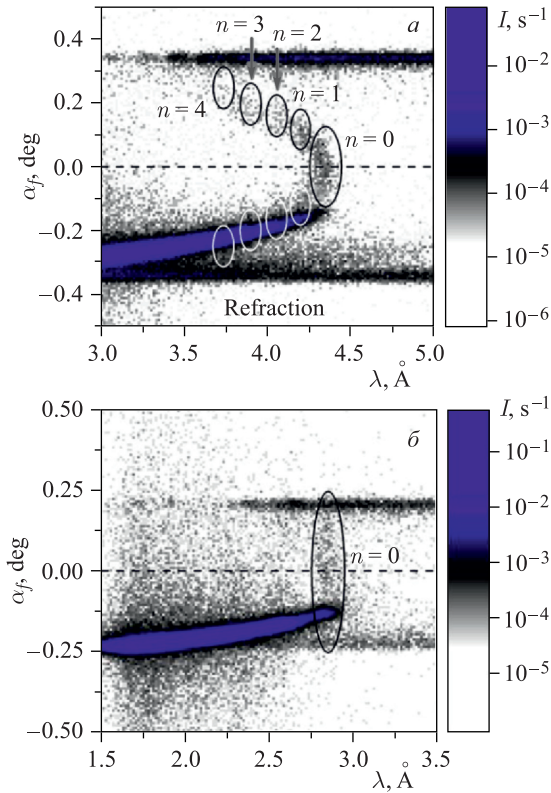


Рис. 39. Интенсивность нейтронов в зависимости от длины волны и конечного угла  $\alpha_f$ : а) ширина канала 180 нм, угол скольжения начального пучка  $0,369^\circ$ ; б) ширина канала 80 нм, угол скольжения начального пучка  $0,246^\circ$

приведена экспериментально измеренная расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов для ширины канала 100 нм (1), 120 нм (2) и 180 нм (3). На рис. 41, б показан вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка для ширины канала 100 нм (1), 120 нм (2), 141,7 нм (3) и 180 нм (4). Точки — эксперимент, прямая линия проведена по точкам методом наименьших квадратов. На рефлектометре РЕМУР угол скольжения устанавливается поворотом образца на малый угол с помощью шагового двигателя, который имеет шаг  $0,017^\circ$ . Поэтому установить нужную длину волны нейтронов можно лишь с точностью около 10%. Построить экспериментальную зависимость угловой расходимости микропучка от ширины канала можно следующим способом. На рис. 41, б через нужную длину волны нейтронов проводится вертикальная прямая (например, штриховая линия

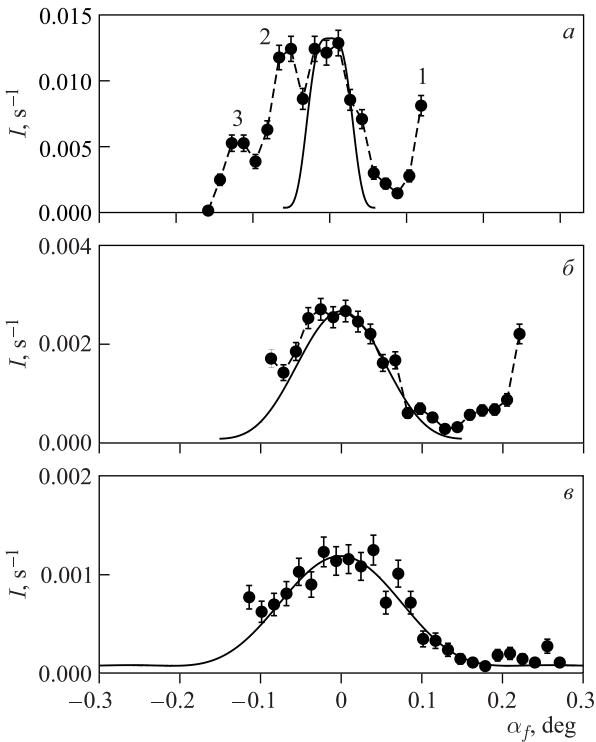


Рис. 40. Интенсивность микропучка нейтронов резонанса  $n = 0$  в зависимости от конечного угла скольжения при углах скольжения начального пучка: а)  $0,152^\circ$ ; б)  $0,281^\circ$ ; в)  $0,369^\circ$ . Точки и штриховая линия — эксперимент; сплошная линия — расчет. Цифра 1 — отраженный пучок, 2 — преломленный пучок, 3 — прямой пучок

проходит через длину волны  $4,26 \text{ \AA}$ ), которая пересекает наклонные прямые линии при определенном значении  $\delta\alpha_F$ . Это значение является экспериментальной величиной вклада дифракции Фраунгофера при определенной ширине канала (рис. 41, в). Точки — эксперимент, линия — расчет по формулам дифракции Фраунгофера при фиксированной длине волны  $4,26 \text{ \AA}$  (1),  $3,0 \text{ \AA}$  (2) и  $2 \text{ \AA}$  (3). На рис. 41, г приведен вклад дифракции Фраунгофера как функция  $1/d$ . Точки — эксперимент, линия — расчет. Видно, что экспериментальные данные совпадают с расчетом и экспериментальными данными, полученными на рефлектометре NREX с постоянной длиной волны  $4,26 \text{ \AA}$ .

Таким образом, экспериментально показано, что основной вклад в угловую расходимость микропучка из торца волновода дает дифракция Фраунгофера на узкой щели. Расходимость микропучка растет прямо пропорцио-

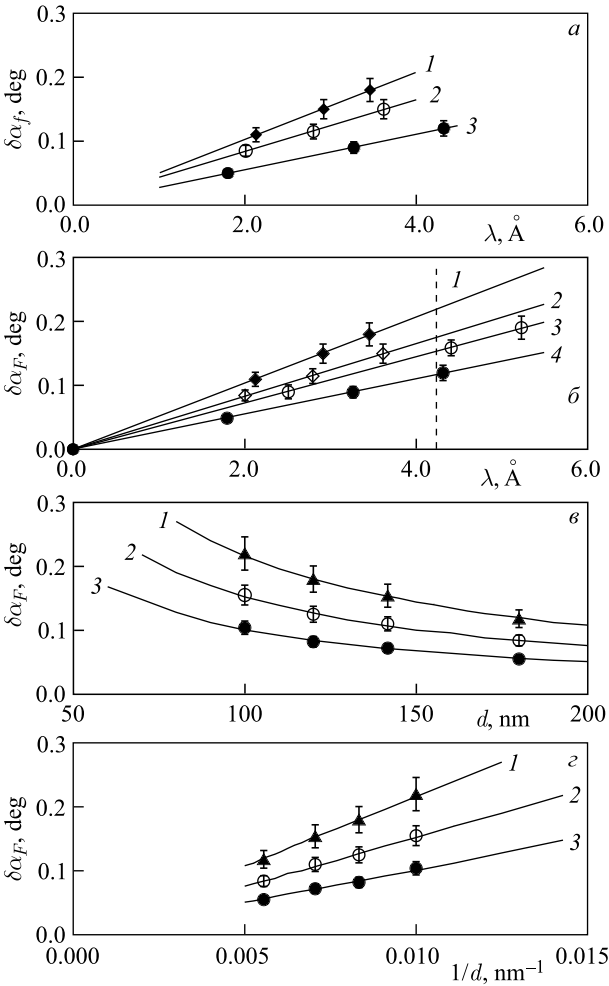


Рис. 41. а) Экспериментально измеренная расходимость микропучка  $\delta\alpha_f$  в зависимости от длины волны нейтронов для ширины канала 100 нм (кривая 1), 120 нм (2) и 180 нм (3). Линии проведены на глаз. б) Вклад дифракции Фраунгофера  $\delta\alpha_F$  в угловую расходимость микропучка для ширины канала 100 нм (1), 120 нм (2), 141,7 нм (3) и 180 нм (4). Точки — эксперимент, прямая линия проведена по точкам методом наименьших квадратов. в, г) Вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка в зависимости от ширины канала (в) и обратной ширины канала (г). Точки — эксперимент, линия — расчет по формулам дифракции Фраунгофера (27)–(29) при фиксированной длине волны 4,26 Å (1), 3,0 Å (2) и 2 Å (3)

нально росту длины волны нейтронов и уменьшается с увеличением ширины волноводного канала. Чтобы сохранить минимальную ширину микропучка, нужно уменьшать длину волны нейтронов, увеличивать ширину канала и располагать исследуемый образец как можно ближе к выходу волновода.

**4.2. Собственная спектральная ширина резонанса.** В работе [84] методом зондовой микроскопии исследовалась аморфная магнитная микропроволочка. В схеме на рис. 31 поляризованный микропучок нейтронов пропусклся через образец. Использовался метод ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании [116, 117], разрешение которого зависит от разрешения по длине волны нейтронов. Собственная спектральная ширина резонанса в микропучке показывает теоретически достижимое разрешение метода ларморовской прецессии. Она определяется свойствами самого волновода: параметрами волноводной структуры, шероховатостями границ раздела, качеством изготовления слоистой структуры и т. п. На времяпролетном рефлектометре РЕМУР с вертикальной плоскостью образца были проведены эксперименты [88] по оценке собственной спектральной ширины резонанса. Исследован немагнитный волновод  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка).

На рис. 42 представлена интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов для различной угловой расходимости начального

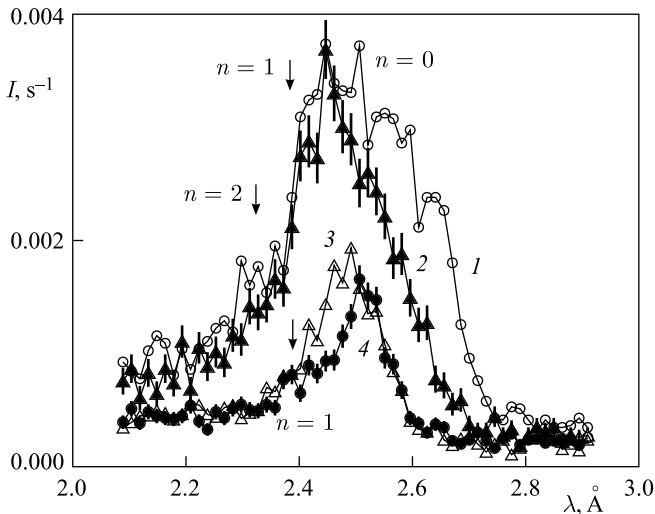


Рис. 42. Интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов для различной угловой расходимости начального пучка  $0,0343^\circ$  (кривая 1),  $0,0229^\circ$  (кривая 2),  $0,0114^\circ$  (кривая 3) и  $0,0057^\circ$  (кривая 4). Угол скольжения начального пучка равен  $0,211^\circ$ . Интегрирование проведено в узком диапазоне конечных углов скольжения  $\pm 0,057^\circ$  около направления плоскости образца

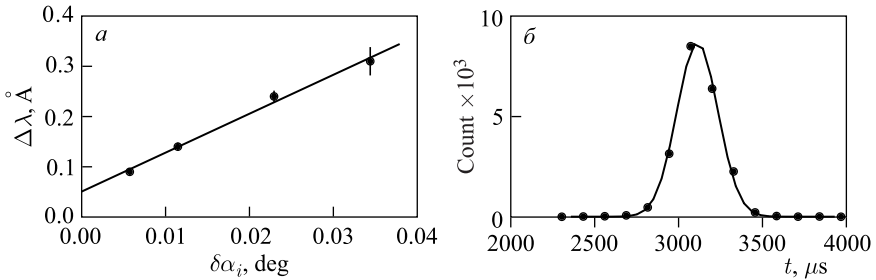


Рис. 43. *a*) Спектральная ширина (FWHM) резонанса  $n = 0$  в зависимости от расходимости начального пучка. Точки — экспериментальные данные; линия — подгонка по методу наименьших квадратов. *б*) Зависимость счета быстрых нейтронов от времени при вспышке реактора

пучка  $0,0343^\circ$  (кривая 1),  $0,0229^\circ$  (кривая 2),  $0,0114^\circ$  (кривая 3) и  $0,0057^\circ$  (кривая 4). Угол скольжения начального пучка равен  $0,211^\circ$ . Интегрирование проведено в узком диапазоне конечных углов скольжения  $\pm 0,057^\circ$  около направления плоскости образца. Индексом  $n = 0$  показан пик, спектральная ширина которого измерялась экспериментально. На рис. 43, *a* приведена спектральная ширина (FWHM) резонанса  $n = 0$  в зависимости от расходимости начального пучка. Точки — экспериментальные данные, линия — подгонка по методу наименьших квадратов. Экстраполяция линейной зависимости в точку нулевой расходимости начального пучка  $\delta\alpha_i = 0$  дает значение  $\Delta\lambda(0) = 0,0356 \text{ \AA}$ . На рис. 43, *б* показана вспышка реактора. Это число быстрых нейтронов, которые зарегистрированы позиционно-чувствительным детектором в зависимости от времени. Расстояние от замедлителя до детектора равно 33 940 мм. Ширина временного канала детектора 128 мкс. Ширина вспышки реактора на рис. 43, *б* равна  $(280 \pm 6)$  мкс, что соответствует разрешению по длине волны нейтронов  $\delta\lambda = (0,0326 \pm 0,0014) \text{ \AA}$ . Тогда собственная спектральная ширина резонанса  $n = 0$  равна  $\Delta\lambda_{0,\text{exp}} = (0,0030 \pm 0,0014) \text{ \AA}$ . В работе [88] проведены расчеты по теории резонансов [25]. Полученная теоретическая величина собственной ширины резонанса  $n = 0$  для этой волноводной структуры  $\Delta\lambda_0 = 2,592 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$  близка к экспериментально полученной оценке. В целом расчет спектрального распределения микропучков резонансов  $n = 0, 1, 2, 3$  качественно совпадает с экспериментальными данными.

**4.3. Поляризация микропучка.** Чтобы исследовать магнитные структуры методом зондовой микроскопии, необходимо иметь поляризованные микропучки. На рис. 31 показана схема эксперимента с микропучком из плоского волновода. Исследуемый магнитный образец располагается близко от волновода на расстоянии порядка 1 мм, чтобы сохранить минимальную ширину

микропучка. В работе [83] предложено использовать комбинацию рефлектометра поляризованных нейтронов и немагнитного волновода для исследования магнитных микроструктур. В такой конфигурации магнитное поле на образце не влияет на работу немагнитного волновода. Направление поляризации микропучка изменяется обычным способом с помощью спин-флиппера перед волноводом. Поэтому отпадает необходимость вставлять спин-флиппер между волноводом и исследуемым образцом. Эксперименты были проведены на рефлектометре NREX в режиме полного поляризационного анализа. Поляризующая эффективность суперзеркального поляризатора и анализатора составляла 0,97 и 0,94 соответственно. Длина волны нейтронов была равна 4,26 Å, разрешение по длине волны (FWHM) составляло 1,5 %. Использован волновод Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(10 нм)/Cu(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)//Si (подложка) с размерами подложки 25 × 25 × 1 мм. На рис. 44 представлена интенсивность микропучка для режимов измерений «++», «--», «-+» и «+-». Наблюдаются пики «++» и «--», которые практически совпадают друг с другом. Отношение сигнал/фон составляет величину около 2,0. Интенсивность микропучка с переворотом спина «-+» и «+-» очень мала. Комбинация полного поляризационного анализа и немагнитного волновода является наиболее практичной. Такая схема была использована в реальном эксперименте по исследованию магнитной проволоочки в работе [84].

Для поляризации нейтронного микропучка можно использовать магнитные поляризующие волноводы, но в этом случае придется решать проблему изоляции магнитного поля на волноводе от магнитного поля на образце. Это можно сделать, поместив волновод в компактный постоянный магнит. Но все равно остается проблема резкого перехода на расстоянии 1 мм между магнитными полями на волноводе и на образце. На таком малом расстоянии трудно обеспечить адиабатический поворот спина нейтронов в ведущем маг-

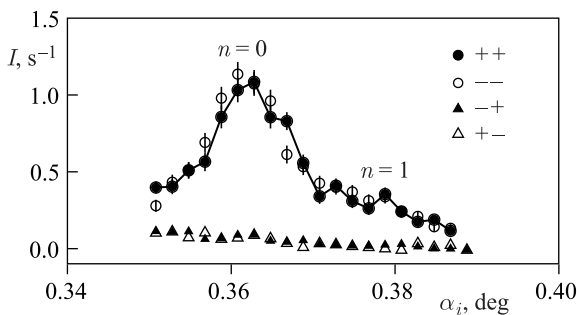


Рис. 44. Комбинация рефлектометра поляризованных нейтронов NREX и немагнитного волновода Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(10 нм)/Cu(150)/Ni<sub>67</sub>Cu<sub>33</sub>(50)//Si (подложка). Интенсивность микропучка для режимов измерений «++», «--», «-+» и «+-» в зависимости от угла скольжения начального пучка. Длина волны нейтронов равна 4,26 Å

нитном поле. Далее представим несколько примеров магнитных волноводов. В работе [89] предложен метод поляризации микропучка нейтронов с помощью слабомангнитной пленки в качестве волноводного канала (см. рис. 20, *a*). Для намагниченности порядка 500 Гс для фиксированной длины волны нейтронов положения пиков резонанса  $n = 0$  для спина «+» и «-» отличаются друг от друга (рис. 20, *b*):  $\alpha_{i0}^+ \neq \alpha_{i0}^-$ . Поворачивая волновод в положение угла скольжения начального пучка  $\alpha_{i0}^+$  или  $\alpha_{i0}^-$ , можно получить микропучок с поляризацией соответственно «+» или «-». Если вся конструкция «волновод и образец» собрана на одной платформе, то при повороте на очень малый угол положение микропучка до и после образца для поляризации «+» и «-» практически не изменится. Таким образом, магнитный волновод работает одновременно как поляризатор и спин-флиппер для микропучка из торца волновода. Можно взять неполяризованный начальный пучок, пропустить его через волновод с магнитным средним слоем и на выходе из торца получить поляризованный микропучок с поляризацией «+» или «-». Например, на рис. 22, *z* можно видеть сдвиг пиков микропучка резонанса  $n = 0$  для поляризации начального пучка «+» и «-» для пленки  $\text{TbCo}_5$  с намагниченностью насыщения около 200 Гс. Пленка  $\text{Co}_{86}\text{W}_{14}$  имеет намагниченность насыщения около 700 Гс. В работе [89] проведен расчет для волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(10 \text{ нм})/\text{Co}_{86}\text{W}_{14}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)//\text{Si}$  (подложка). Показано, что поляризующая эффективность такого волновода равна 1,0.

Другой поляризующий волновод  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Co}(150)/\text{Fe}(50)//\text{Si}$  (подложка) исследован в работе [82]. Эксперименты проведены на рефлектометре NREX с фиксированной длиной волны 4,26 Å. Разрешение по длине волны равно 1,5% (FWHM). Угловая расходимость начального пучка 0,006°. Размеры подложки 25 × 25 × 1 мм. Поляризующая эффективность поляризатора 0,98. Внешнее магнитное поле 1000 Э прикладывалось параллельно плоскости волновода. На рис. 45, *a* представлена ПДР волновода для спина нейтронов «+» и «-». Для спина «-» ПДР волноводного слоя отрицательна. На рис. 45, *b* показана плотность волновой функции нейтронов для спина «+» в зависимости от координаты  $z$  и угла скольжения начального пучка. Резонанс порядка  $n = 0$  находится в районе угла скольжения 0,35°. Для спина «-» (рис. 45, *в*) резонансы  $n = 0, 1$  отсутствуют, а резонансы  $n = 2, 3, 4$  находятся при меньших углах  $\alpha_i < 0,3^\circ$ . Таким образом, в области резонансов для спина «+» полностью отсутствуют резонансы для спина «-». На рис. 45, *г* показана экспериментально зарегистрированная интенсивность микропучка для спина «+» и «-». Резонансы для спина «-» отсутствуют, интенсивность микропучка для спина нейтронов «-» соответствует фону. Чтобы получить нейтронный микропучок с поляризацией «-», нужно намагничивать волновод до насыщения в отрицательном внешнем поле.

На рис. 14, *в* представлена ПДР волновода  $\text{Fe}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(140)/\text{Fe}(50)//\text{стекло}$  (подложка). Экспериментальные данные для образца с размерами под-

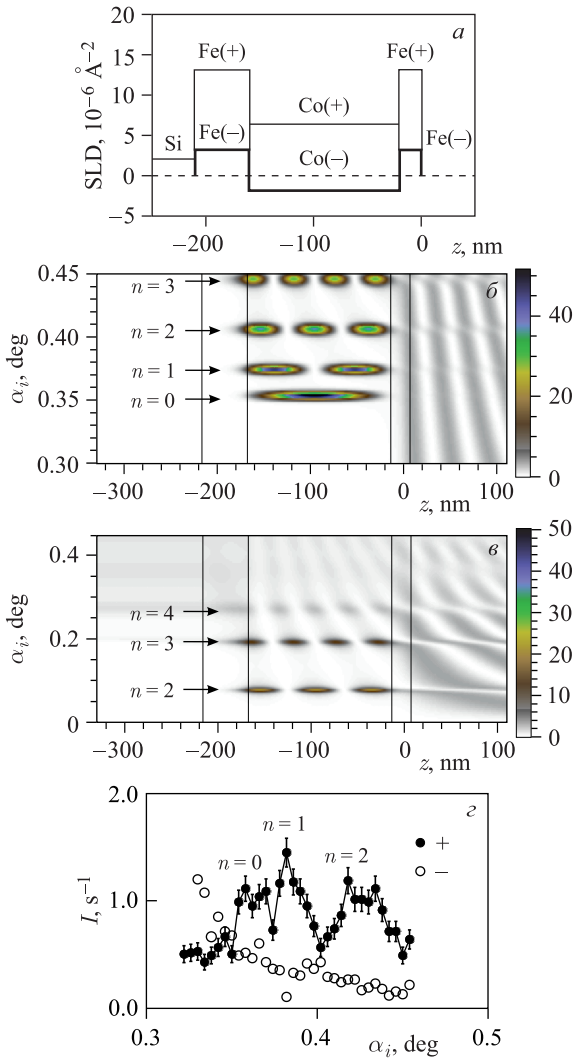


Рис. 45. Поляризующий волновод Fe(20 нм)/Co(150)/Fe(50)//Si (подложка). а) ПДР волновода для спина нейтронов «+» и «-». б) Плотность волновой функции нейтронов для спина «+». в) Плотность волновой функции нейтронов для спина «-». г) Экспериментально зарегистрированная интенсивность микропучка для спина «+» и «-» в зависимости от угла скольжения начального пучка

ложки  $30 \times 30 \times 5$  мм получены на рефлектометре NREX в работе [81]. Магнитное поле 1500 Э приложено параллельно плоскости образца. Расходимость начального пучка составляла  $0,006^\circ$ , длина волны нейтронов  $4,26 \text{ \AA}$ .



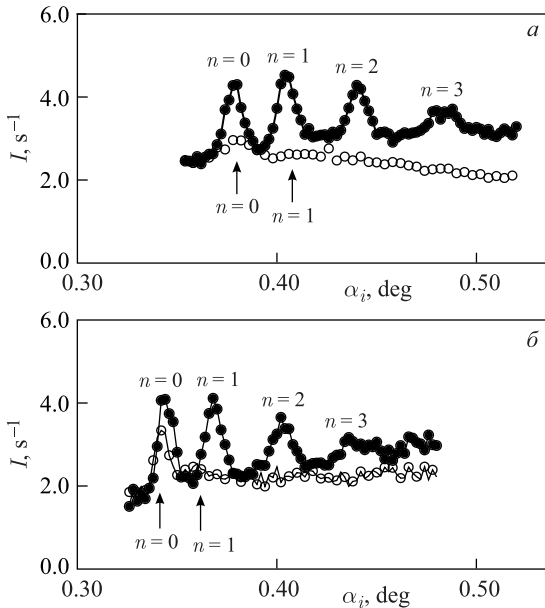


Рис. 46. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные и светлые символы соответствуют поляризации «+» и «-». *a*) Поляризирующий волновод Fe(20 нм)/Cu(140)/Fe(50)//стекло (подложка). *б*) Поляризирующий волновод Ru(20 нм)/Cu(140)/Ru(50)//стекло (подложка)

На рис. 46, *a* показана интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные и светлые символы соответствуют поляризации «+» и «-». Поляризирующая эффективность с учетом фона составляет 0,54.

ПДР структуры Ru(20 нм)/Cu(140)/Ru(50)//стекло (подложка) приведена на рис. 14, *б*. Экспериментальные результаты получены на рефлектометре NREX в работе [102]. Размеры подложки составляли  $30 \times 30 \times 5$  мм. Магнитное поле 1500 Э приложено параллельно плоскости образца. Расходимость начального пучка равна  $0,006^\circ$ , длина волны нейтронов  $4,26 \text{ \AA}$ . Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка представлена на рис. 46, *б*. Темные и светлые символы соответствуют поляризации «+» и «-». Поляризирующая эффективность волновода с учетом фона составляет 0,30. Это почти в два раза меньше, чем поляризирующая эффективность волновода Fe/Cu/Fe.

На рис. 47, *a* показана ПДР волноводной структуры Fe(10 нм)/Al(140)/Fe(50)//стекло (подложка). ПДР имеет вид потенциальной ямы и для спина нейтронов «+», и для спина «-». Экспериментальные результаты получены

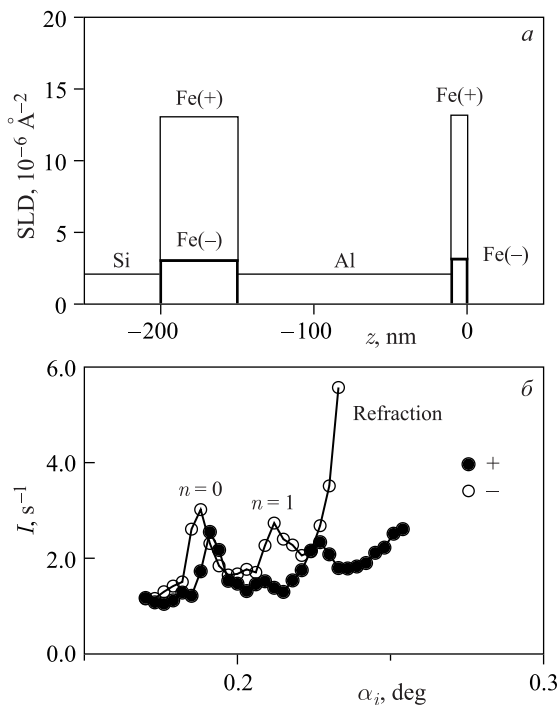


Рис. 47. Поляризирующий волновод Fe(10 нм)/Al(140)/Fe(50)//стекло (подложка). а) ПДР волновода для спина нейтронов «+» и «-». б) Интенсивность микропучка для спина «+» и «-» в зависимости от угла скольжения начального пучка

на рефлектометре NREX для длины волны нейтронов  $4,26 \text{ \AA}$ . Магнитное поле  $1500 \text{ Э}$  приложено параллельно плоскости образца. Расходимость начального пучка равна  $0,006^\circ$ . Размеры подложки  $30 \times 30 \times 5 \text{ мм}$ . На рис. 47, б приведена интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные и светлые символы соответствуют поляризации начального пучка «+» и «-». Пики резонансов сдвинуты относительно друг друга, что можно использовать для поляризации микропучка (рис. 47, б). Но при этом угол скольжения для резонанса  $n = 0$  мал, что приводит к увеличению фона.

Мы рассмотрели полярирующие магнитные волноводы, которые могут поляризовать и менять знак поляризации микропучка при неполяризованном начальном пучке. Есть еще неполярирующие магнитные волноводы, которые по своему действию близки к немагнитным волноводам. В этом случае необходимо иметь поляризованный падающий пучок. На рис. 48, а показана ПДР волноводной структуры  $\text{Ru}(10 \text{ нм})/\text{Al}(140)/\text{Ru}(50)/\text{стекло}$ (подложка). Разли-

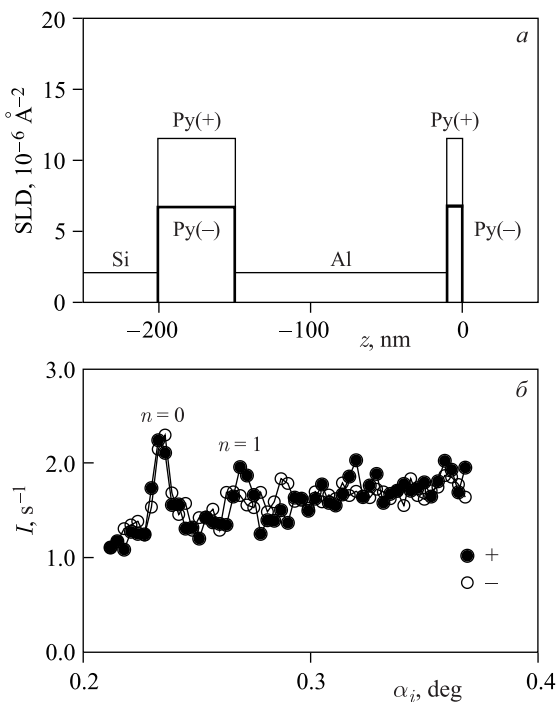


Рис. 48. Неполаризующий волновод Py(10 нм)/Al(140)/Py(50)//стекло (подложка). а) ПДР волновода для спина нейтронов «+» и «-». б) Интенсивность микропучка для спина «+» и «-» в зависимости от угла скольжения начального пучка

чие глубины потенциальной ямы для спина «+» и «-» в случае Py меньше, чем для Fe. На рис. 48, б приведена интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка. Темные точки — поляризация «+», светлые точки соответствуют поляризации начального пучка «-». Измерения проведены на рефлектометре NREX с длиной волны нейтронов  $4,26 \text{ \AA}$ . Внешнее магнитное поле  $1500 \text{ Э}$  приложено параллельно плоскости образца. Расходимость начального пучка равна  $0,006^\circ$ . Размеры подложки  $30 \times 30 \times 5 \text{ мм}$ . Положения пика микропучка резонанса  $n = 0$  для поляризаций начального пучка «+» и «-» не отличаются друг от друга. Если на волновод падает первоначально непolarизованный пучок нейтронов, то и микропучок будет непolarизованным. Если на волновод будет падать поляризованный пучок, то и микропучок сохранит ту же поляризацию. Только уровень фона в микропучке будет выше, чем в зеркально отраженном пучке. Для низкого уровня ПДР канала угол скольжения входного пучка для резонанса  $n = 0$  мал. Для малого угла скольжения микропучок находится близко от зеркально отражен-

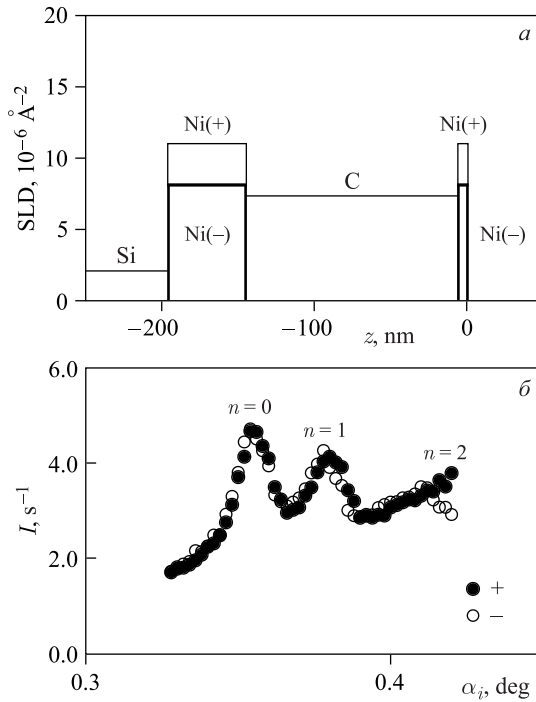


Рис. 49. Неполяризующий волновод Ni(5 нм)/C(140)/Ni(50)//Si (подложка). *а*) ПДР волновода для спина нейтронов «+» и «-». *б*) Интенсивность микропучка для спина «+» и «-» в зависимости от угла скольжения начального пучка

ного и прямого пучков, поэтому уровень фона выше, чем для большого угла скольжения начального пучка.

На рис. 49, *а* приведена ПДР магнитного волновода Ni(5 нм)/C(140)/Ni(50)//Si (подложка). Намагниченность Ni ниже намагниченности Fe и Ru, а ПДР углерода выше ПДР алюминия. Экспериментальные данные также получены на рефлектометре NREX (рис. 49, *б*). Внешнее магнитное поле 1500 Э приложено параллельно плоскости волновода. Угловая расходимость начального пучка равна  $0,006^\circ$ . Размеры подложки  $25 \times 25 \times 1$  мм. Пики микропучков резонанса  $n = 0$  для начальной поляризации «+» и «-» совпадают по положению и амплитуде, а для резонансов  $n = 1, 2$  сдвигаются относительно друг друга. Для микропучка резонанса  $n = 0$  волновод является неполяризующим, а для резонансов более высоких порядков — поляризующим.

Мы исследовали возможность получения поляризованного микропучка нейтронов из торца плоского волновода. С помощью магнитных волнопроводов можно либо поляризовать входной неполяризованный пучок, либо сохранить

поляризацию исходного нейтронного пучка. Но при этом возникает техническая проблема разделения магнитных полей на волноводе и на исследуемом магнитном образце, расположенном близко к торцу волновода. Данная проблема исчезает, если использовать поляризационный анализ и немагнитный волновод. Такая комбинация была нами использована для исследования магнитной проволоочки с помощью микропучка.

**4.4. Исследование магнитной проволоочки.** Аморфные магнитные проволоочки диаметром около 100 мкм имеют интересные свойства. В них образуются осевые домены в компактном ядре и круговые домены в широкой оболочке. Структура и свойства проволоочек зависят от методов изготовления и внешних условий (диаметр проволоки, натяжение проволоки, частота внешнего магнитного поля и т. д.). Процессы образования доменной магнитной структуры интересны с точки зрения физики микромагнетизма. Реакция проволоочек на внешние условия используется в различных датчиках магнитного поля, устройствах магнитной записи и т. п. Методы изготовления аморфных магнитных проволоочек, результаты исследований и способы применения можно найти в работах [118–125].

Для численного моделирования магнитной структуры и физических процессов внутри проволоочки необходимо разбивать весь ее объем на очень малые элементарные объемы. Поскольку размеры проволоочки довольно большие, то число точек для расчетов получается настолько большим, что возможностей вычислительной техники уже не хватает. Поэтому требуются экспериментальные методы исследования магнитной структуры в объеме вещества с высоким пространственным разрешением. Существующие магнитометрические методы являются либо макроскопическими, либо поверхностно-чувствительными. В связи с этим зондовая нейтронная микроскопия представляет уникальные возможности для исследований.

Эксперименты были проведены на рефлектометре поляризованных нейтронов PRISM (реактор ORFEE, LLB, CEA/Сакле, Франция) [126, 127]. Плоскость образца расположена вертикально. Рефлектометр оптимизирован для исследования образцов малых размеров, для чего используются фокусирующий нейтронвод и поляризатор-монохроматор с широкой полосой пропускания (FWHM)  $\delta\lambda/\lambda = 7\%$ . Длина волны нейтронов равна 4,0 Å. На рис. 50 представлена схема эксперимента. Используется полный поляризационный анализ: поляризатор, первый спин-флиппер, второй спин-флиппер, анализатор и детектор. Поляризатор, диафрагма D1 и первый спин-флиппер не показаны для простоты. Диафрагма D1 на выходе поляризатора определяет угловую расходимость начального пучка, которая была равна  $0,02^\circ$ . Далее поляризованный пучок нейтронов падает на поверхность немагнитного волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка) с размерами подложки  $25 \times 25 \times 1$  мм. Для блокировки прямого пучка входной торец волновода был закрыт поглощающей пластиной Cd. На поверхности волновода у выходного

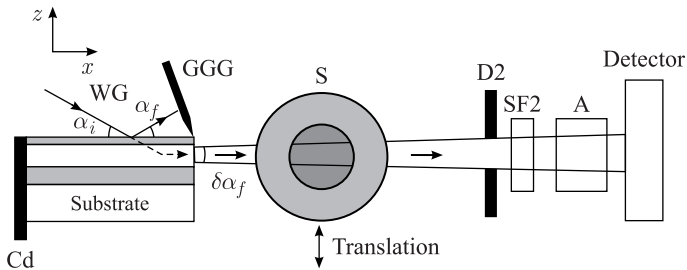


Рис. 50. Схема эксперимента по сканированию аморфной магнитной проволочки микропучком из волновода

края располагалось лезвие поглощающего кристалла GGG (Ga-Gd-Garnet) для блокировки зеркально отраженного пучка и прямого пучка над поверхностью волновода. На расстоянии 1 мм от выхода волновода находился исследуемый образец, который представлял собой проволочку  $(\text{Co}_{0,94}\text{Fe}_{0,06})_{72,5}\text{Si}_{12,5}\text{B}_{15}$  диаметром 190 мкм. Проволочка была натянута на рамку вертикально и перемещалась поперек пучка с помощью микрометрического столика. Волновод и образец были помещены на одну платформу и вращались вместе. Нейтронный микропучок из торца волновода имел форму узкой вертикальной полосы. Проволочка настраивалась параллельно поверхности волновода и микропучку по минимальному счету прошедшего через образец пучка. Более подробно экспериментальная установка описана в работе [91]. Магнитное поле на образце создавалось с помощью катушек электромагнита. Поляризованный микропучок пропусклся через проволочку. При этом происходила лармовская прецессия спина нейтронов [116, 117]. После образца располагались вторая диафрагма, второй спин-флиппер, анализатор и детектор. С помощью второй диафрагмы можно было выбирать центральную часть микропучка и тем самым уменьшать фон. Более подробные экспериментальные данные приведены в работе [84].

На рис. 51 показана интенсивность микропучка для спиновых состояний «+», «-», «-+» и «+-» при ширине второй диафрагмы 1,4 мм. Из-за большой расходимости начального пучка и низкого разрешения по длине волны нейтронные резонансы порядков  $n = 0, 1, 2$  перекрываются. Фоном является интенсивность нейтронов вне резонансов, которая составляет 10% от интенсивности микропучка. Поляризационное отношение микропучка равно отношению интенсивности микропучка без переверота спина нейтронов к интенсивности с переверотом спина нейтронов и составляет около 35. Эта величина соответствует поляризационному отношению пустого пучка без волновода. Таким образом, немагнитный волновод не влияет на поляризацию микропучка. Уменьшение ширины диафрагмы D2 до 0,7 мм в 2 раза умень-

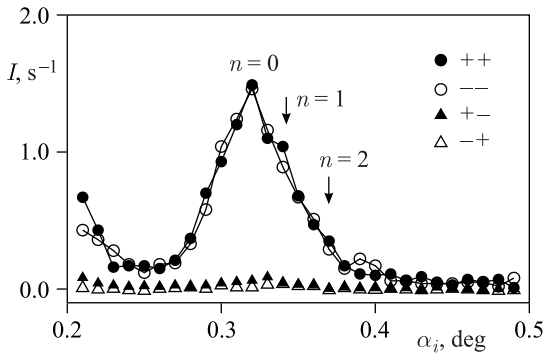


Рис. 51. Интенсивность нейтронного микропучка после волновода для спиновых состояний «++», «--», «+-» и «+-». Ширина второй диафрагмы равна 1,4 мм

пает интенсивность пучка, но при этом фон уменьшает еще сильнее. В конечном итоге отношение сигнал/фон в 1,6 раза выше, чем при ширине диафрагмы 1,4 мм.

На рис. 52, *a* показана геометрия эксперимента. Магнитное поле напряженностью 20 Э прикладывалось параллельно ( $0^\circ$ ) или перпендикулярно ( $90^\circ$ ) оси проволоочки. Спин нейтронов направлен параллельно («+») или антипараллельно («-») вектору магнитного поля. На рис. 52, *b* представлена интенсивность нейтронов «++» без переверота спина (темные точки) и с переверотом спина «-+» (светлые точки) в зависимости от координаты положения проволоочки поперек пучка. Магнитное поле приложено параллельно оси проволоочки. Шаг сканирования равен 25 мкм со временем измерения 1800 с на одну точку. Ширина микропучка в районе образца составляет около 2,6 мкм. Наблюдается минимум интенсивности шириной около 250 мкм, что близко к диаметру проволоочки. Пропускание в минимуме составляет 60 %. Поглощение нейтронов связано с наличием бора в составе образца. Уширение минимума по сравнению с диаметром проволоочки можно объяснить несколькими факторами: неточностью параллельной установки образца и волновода, шагом сканирования и рассеянным магнитным полем вокруг проволоочки. Влияние рассеянного магнитного поля видно по несимметричной форме минимума с правой стороны. Интенсивность микропучка без переверота спина практически равна нулю. Это соответствует случаю магнитно-коллинеарной системы.

На рис. 52, *b* представлена интенсивность микропучка нейтронов, когда внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно оси проволоочки. Время измерения равно 800 с на точку. Наблюдается интенсивность микропучка с переверотом спина нейтронов. При этом интенсивность микропучка без переверота спина нейтронов уменьшается по сравнению с интенсивностью

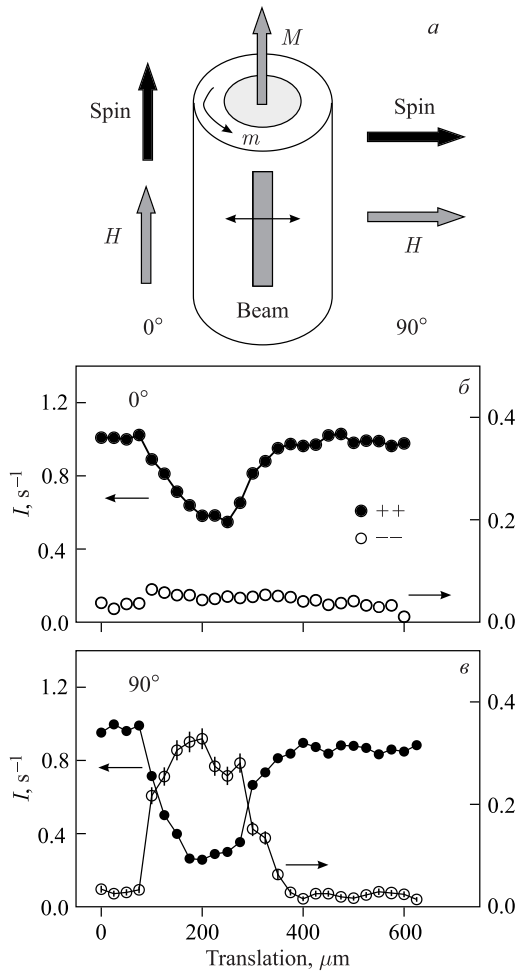


Рис. 52. Геометрия эксперимента с магнитной проволочкой (а). Интенсивность нейтронов «++» без переворота спина (темные точки) и с переворотом спина «--» (светлые точки) в зависимости от координаты положения проволочки поперек пучка при параллельном (б) и перпендикулярном (в) внешнем магнитном поле

в параллельном магнитном поле. Пропускание уменьшается с 0,6 до 0,25. Переворот спина нейтронов говорит о наличии магнитно-неколлинеарной системы. Наблюдаются осцилляции интенсивности нейтронов с периодом 50 мкм, при этом максимумы интенсивности с переворотом спина совпадают по положению с минимумами интенсивности без переворота спина.



Показано, что за время измерения около 10 ч можно набрать статистически обеспеченные данные даже для довольно низкой интенсивности микропучка порядка  $1,0 \text{ с}^{-1}$ . Такое время является стандартным для политики пользователей на источниках нейтронов. Проведенные эксперименты наглядно демонстрируют возможность использования микропучка из плоского волновода для исследования магнитных микроструктур в объеме с высоким пространственным разрешением. Экспериментально показано, что для плоского волновода можно обеспечить эффективное отделение микропучка от фона в отличие от других фокусирующих устройств, например преломляющих призм.

**4.5. Интенсивность микропучка.** Интенсивность микропучка из торца волновода должна соответствовать теореме Лиувилля о сохранении плотности вероятности в фазовом пространстве, которое определяется произведением ширины нейтронного пучка на его угловую расходимость. Поэтому волновод преобразует начальный пучок нейтронов в микропучок, у которого меньше ширина, но больше угловая расходимость. Интенсивность микропучка определяют параметры начального пучка (плотность потока нейтронов, степень монохроматичности, угловая расходимость) и свойства волновода (параметры структуры, качество изготовления и т. п.). Для оценки качества волновода вводят фактор выигрыша (gain factor)

$$\eta = I/I_s, \quad (34)$$

где  $I$  — измеренная интенсивность микропучка из торца волновода;  $I_s$  — рассчитанная интенсивность аналогичного пучка (той же ширины и расходимости) для виртуальной системы обычных диафрагм. Изготовить реальную щель шириной 150 нм из поглощающих материалов (например, кадмия) невозможно из-за их мягкости.

Приведем пример вычисления фактора выигрыша для волновода  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$  (подложка). На рис. 34, б приведена интенсивность зеркально отраженного пучка, а на рис. 34, в — интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка. Для резонанса порядка  $n = 0$  угол скольжения начального пучка равен  $\alpha_{i0} = 0,36^\circ$ . Для этого угла интенсивность зеркально отраженного пучка равна  $290 \text{ с}^{-1}$ , а интенсивность микропучка за вычетом фона  $I = 7,8 \text{ с}^{-1}$ . На рис. 53, а представлена геометрия зеркального отражения. При полном отражении нейтронов интенсивность зеркально отраженного пучка равна интенсивности падающего на образец пучка. Если перед образцом отсутствует узкая диафрагма, то образец длиной 25 мм сам определяет ширину падающего пучка  $h_2 \approx 25 \cdot 0,36 \cdot 3,14/180 = 0,157 \text{ мм}$ . На рис. 53, б показана схема с двумя диафрагмами без образца, которая эквивалентна геометрии полного отражения на рис. 53, а. Первая диафрагма slit1 после монохроматора имеет ширину  $h_1 = 0,35 \text{ мм}$ , а вторая диафрагма slit2 на месте образца

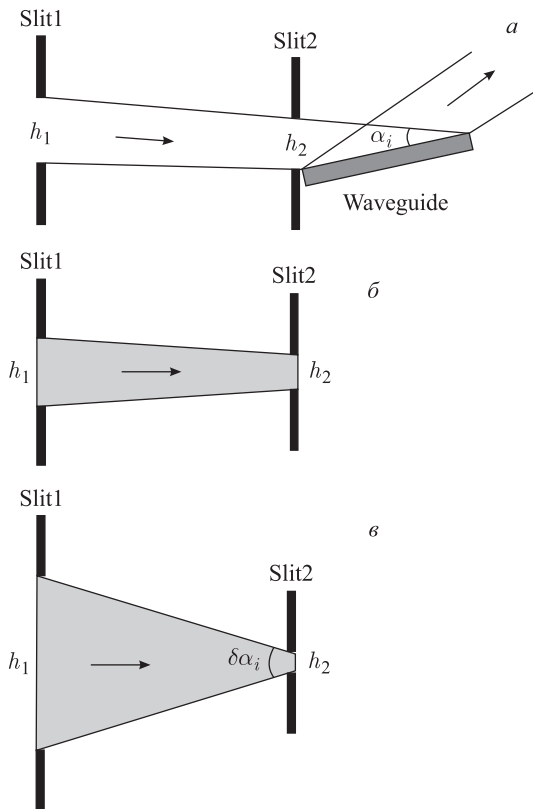


Рис. 53. К расчету фактора выигрыша плоского волновода. а) Геометрия полного зеркального отражения нейтронов от волновода. б) Схема двух щелей, эквивалентная полному отражению нейтронов. в) Схема двух щелей, эквивалентная расходящемуся микропучку нейтронов

имеет ширину  $h_2 = 0,157$  мм. Нейтронный микропучок из торца канала волновода имеет ширину 150 нм и угловую расходимость  $0,14^\circ$  (FWHM). Чтобы сформировать такой же микропучок, нужны диафрагмы шириной  $h_1 = 5,37$  мм и  $h_2 = 0,15 \cdot 10^{-3}$  мм (рис. 53, в). Интенсивность микропучка на выходе второй диафрагмы будет равна  $I_s = \frac{290 \cdot 5,37 \cdot 0,15 \cdot 10^{-3}}{0,35 \cdot 0,157} = 4,3 \text{ с}^{-1}$ . Тогда, согласно определению (34), фактор выигрыша для данной волноводной структуры равен  $\eta = 1,8$ .

На рис. 36 показана интенсивность микропучка нейтронов из торца немагнитных волноводов  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  (подложка)

в зависимости от конечного угла скольжения. Здесь меняется ширина волноводного канала  $d = 180, 120, 100$  и  $80$  нм. Часть микропучка перекрывается преломленным пучком. А для волновода с шириной канала  $d = 80$  нм (рис. 36, *з*) микропучок перекрывается еще и зеркально отраженным пучком. На рис. 54 приведена интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка, проинтегрированная по области конечных углов  $\alpha_f$  на рис. 36, которая не перекрывается преломленным и отраженным пучками. Можно видеть, что интенсивность микропучка меняется в диапазоне от 2 до  $20 \text{ с}^{-1}$ .

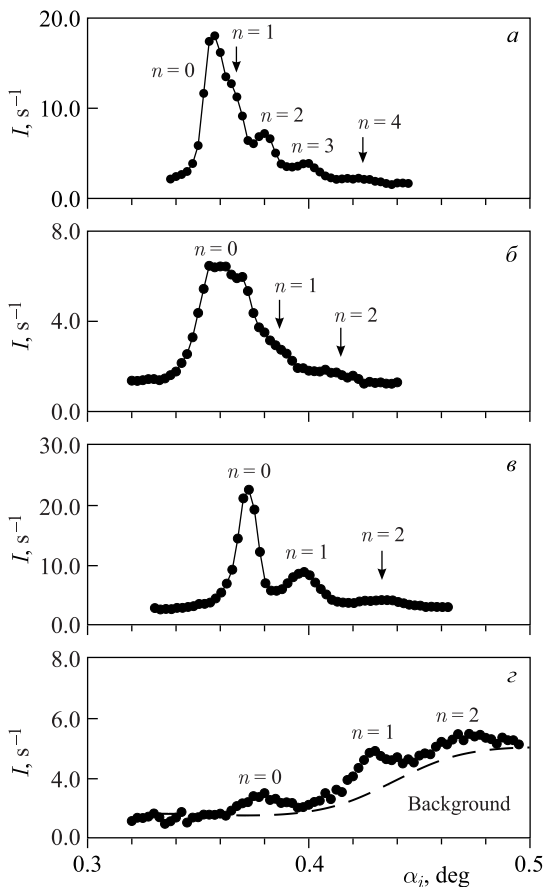


Рис. 54. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка для немагнитных волноводов  $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Al}_2\text{O}_3$  (подложка) с различной шириной волноводного канала: *а*) 180 нм; *б*) 120 нм; *в*) 100 нм; *з*) 80 нм

Систематический анализ интенсивности микропучка в зависимости от параметров волновода (толщины верхнего слоя, ширины волноводного канала и глубины потенциальной ямы) пока еще не проводился. Расчеты показывают, что длина каналирования нейтронов монотонным образом (без максимума) зависит от параметров волновода. Представляется, что условием экстремума мог бы стать баланс интенсивности нейтронов, прошедших через верхний слой внутрь канала и вышедших обратно через верхний слой. При этом относительное изменение интенсивности микропучка может составить около 20–30 %.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К настоящему времени слоистые нейтронные волноводы довольно подробно изучены теоретически и экспериментально. Предсказания теории в целом подтверждаются экспериментальными результатами. Накоплен практический опыт работы с микропучком из торца волновода. Экспериментально продемонстрированы методы каналирования поляризованных нейтронов и зондовой нейтронной микроскопии. Нам представляется, что плоские нейтронные волноводы в дальнейшем будут все более активно использоваться для изучения магнитных наноструктур. Для этого имеется несколько оснований. Во-первых, низкоразмерные магнитные структуры широко исследуются в связи с их практическими применениями. Во-вторых, плоские волноводы являются рекордсменами по формированию самого узкого микропучка нейтронов. В-третьих, ввод в эксплуатацию более интенсивных источников нейтронов (например, ESS) позволит значительно увеличить интенсивность микропучка нейтронов, что расширит возможности волноводов для более сложных физических исследований. В-четвертых, уже созданные миниатюрные устройства точного перемещения позволяют располагать плоские немагнитные волноводы длиной около 5 мм внутри криостата вместе с исследуемым образцом. Таким образом, использование нейтронных волноводов в сочетании с повышением интенсивности источников нейтронов и развитием техники эксперимента может способствовать в будущем значительному прогрессу в изучении низкоразмерных магнитных структур.

**Благодарности.** Автор признателен В. К. Игнатовичу, Э. Кентцингеру, Я. Майору, Ф. Отту и Ф. Раду за совместные исследования, В. Л. Аксенову, Ю. В. Никитенко, Т. Келлеру, А. Тьявилю и А. И. Франку за полезные обсуждения, Н. К. Плешанову за изготовление образцов, В. Д. Жакетову, Ю. Н. Хайдукову, А. Рюму и А. Полу за помощь в проведении экспериментов, а также Й. Франке, Ф. Жиберу и А. В. Петренко за техническую помощь. Основная часть экспериментов выполнена на рефлектометрах РЕМУР (ЛНФ им. И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна), NREX (MLZ, Гархинг, Германия) и PRISM (LLB, CEA/Сакле, Франция). Работа поддержана научным проектом ОИЯИ–Румыния № 323/21.05.2018, пп. 89 и 90.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ott F.* Focusing Optics for Neutrons // Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics. Springer Ser. in Opt. Sciences. 2008. V. 137. P. 113–134.
2. *Fermon C., Ott F., Menelle A.* Neutron Reflectivity // X-Ray and Neutron Reflectivity: Principles and Applications / Ed. by J. Daillant and A. Gibaud. Berlin: Springer Lecture Notes in Phys., 1999. P. 163–195.
3. *Fitzsimmons M. R., Bader S. D., Borchers J. A., Felcher G. P., Furdyna J. K., Hoffmann A., Kortright J. B., Schuller Ivan K., Schulthess T. C., Sinha S. K., Toney M. F., Weller D., Wolf S.* Neutron Scattering Studies of Nanomagnetism and Artificially Structured Materials // J. Magn. Magn. Materials. 2004. V. 271. P. 103–146.
4. *Majkrzak C. F., O'Donovan K. V., Berk N. F.* Polarized Neutron Reflectometry // Neutron Scattering from Magnetic Materials / Ed. by T. Chatterji. Amsterdam: Elsevier, 2006. P. 397–471.
5. *Zabel H., Theis-Bröhl K., Toperverg B. P.* Polarized Neutron Reflectivity and Scattering from Magnetic Nanostructures and Spintronic Material // Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / Ed. by H. Kronmüller and S. Parkin. New York: Wiley, 2007. V. 12. P. 1237.
6. *Toperverg B.* Polarized Neutron Reflectometry of Magnetic Nanostructures // The Physics of Metals and Metallogr. 2015. V. 116. P. 1337–1375.
7. *Kentzinger E., Rücker U., Toperverg B., Ott F., Brückel Th.* Depth-Resolved Investigation of the Lateral Magnetic Correlations in a Gradient Nanocrystalline Multilayer // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 104435.
8. *Pannetier M., Ott F., Fermon C., Samson Y.* Surface Diffraction on Magnetic Nanostructures in Thin Films Using Grazing Incidence SANS // Physica B. 2003. V. 335. P. 54–58.
9. *Fermon C., Ott F., Gilles B., Marty A., Menelle A., Samson Y., Legoff G., Francinet G.* Towards a 3D Magnetometry by Neutron Reflectometry // Physica B. 1999. V. 267–268. P. 162–167.
10. *Кожевников С. В., Отт Ф., Раду Ф.* Нейтронные методы исследования магнитных пленок // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 582–624.
11. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Radu F.* Neutron Methods for the Direct Determination of the Magnetic Induction in Thick Films // J. Magn. Magn. Materials. 2016. V. 402. P. 89–93.
12. *Жерненко М. Н., Аксенов В. Л., Клишко С., Лаутер-Пасюк В. В., Лаутер Х., Топерверг Б. П., Мильев М. А., Ромашев Л. Н., Устинов В. В.* Рефлектометрия с ларморовской прецессией для исследования многослойных структур // Кристаллография. 2008. Т. 53. С. 334–341.
13. *Jernenkov M., Klimko S., Lauter-Pasyuk V., Toperverg B. P., Milyaev M., Romashov L., Ustinov V., Lauter H., Aksenov V.* Larmor Precession Reflectometry for Magnetic Film Studies // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 586. P. 116–118.

14. *Jernenkov M., Lauter H., Lauter-Pasyuk V., Toperverg B., Klimko S., Gähler R.* Angular Encoding with Larmor Precession // *Physica B.* 2005. V. 357. P. 94–97.
15. *Jernenkov M., Klimko S., Lauter-Pasyuk V., Lauter H., Aksenov V., Toperverg B.* Magnetization of Magnetic Films Determined with Larmor Pseudo-Precession and Spin-Echo // *Physica B.* 2006. V. 385. P. 471–474.
16. *Lauter-Pasyuk V., Lauter H. J., Toperverg B., Nikonov O., Kravtsov E., Romashev L., Ustinov V.* Magnetic Neutron Off-Specular Scattering for the Direct Determination of the Coupling Angle in Exchange-Coupled Multilayers // *J. Magn. Magn. Materials.* 2001. V. 226–230. P. 1694–1696.
17. *Zhernenkov K., Klimko S., Toperverg B. P., Zabel H.* AC-Polarized Neutron Reflectometry: Application to Domain Dynamics in Thin Fe Film // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2010. V. 211. P. 012016.
18. *Klimko S., Zhernenkov K., Toperverg B. P., Zabel H.* Development and Application of Setup for AC Magnetic Field in Neutron Scattering Experiments // *Rev. Sci. Instr.* 2010. V. 81. P. 103303.
19. *Steinhauser K.-A., Steyerl A., Scheckenhofer H., Malik S. S.* Observation of Quasi-bound States of the Neutron in Matter // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 44. P. 1306–1309.
20. *Steyerl A., Ebisawa T., Steinhauser K.-A., Utsuro M.* Experimental Study of Macroscopic Coupled Resonators for Neutron Waves // *Z. Phys. B.* 1980. V. 41. P. 283–286.
21. *Серегин А. А.* К вопросу о связанном нейтроне в веществе // *ЖЭТФ.* 1977. Т. 73. С. 1634–1638.
22. *Антонов А. В., Исаков А. И., Микеров В. И., Старцев С. А.* Интерференционный фильтр для ультрахолодных нейтронов // *Письма в ЖЭТФ.* 1974. Т. 20. С. 632–635.
23. *Бондаренко И. В., Боднарчук В. И., Балашов С. Н., Гельтенборт П., Кляйн А. Г., Козлов А. В., Корнеев Д. А., Масалович С. В., Носов В. Г., Франк А. И., Хогхой П., Чиммино А.* Нейтронные интерференционные фильтры в фундаментальных экспериментах с ультрахолодными нейтронами // *ЯФ.* 1999. Т. 62. С. 775–791.
24. *Maaza M., Hamid D.* Nano-Structured Fabry–Pérot Resonators in Neutron Optics and Tunneling of Neutron Wave Particles // *Phys. Rep.* 2012. V. 514. P. 177–198.
25. *Radu F., Ignatovich V. K.* Theoretical Description of Neutron Resonances in Multilayer Systems // *Physica B.* 2000. V. 292. P. 160–163.
26. *Никитенко Ю. В.* Нейтронные стоячие волны в слоистых системах: образование, детектирование и применение в нейтронной физике и для исследований наноструктур // *ЭЧАЯ.* 2009. Т. 40. С. 1682–1794.
27. *Norton L. J., Kramer E. J., Jones R. A. L., Bates F. S., Brown H. R., Felcher G. P., Kleb R.* Resonantly Enhanced Neutron Intensity in a Surface Segregated Polymer Blend // *J. Phys.* 1994. V. 44. P. 367–376.
28. *Wolff M., Adlmann F., Dura J., Devishvili A., Palsson G., Toperverg B.* Using Wave Field Enhancement to Enable Inelastic Scattering Studies of Hydrogen Diffusion in Thin Films. Report at the Conf. “Trends and Perspectives in Neutron Instrumentation:

- Probing Structure and Dynamics at Interfaces and Surfaces". Tutzing, Germany, Oct. 10–13, 2017.
29. Zhang H., Gallagher P. D., Satija S. K., Lindstrom R. M., Paul R. L., Russell T. P., Lambooy P., Kramer E. J. Grazing Incidence Prompt Gamma Emissions and Resonance-Enhanced Neutron Standing Waves in a Thin Film // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72. P. 3044–3047.
  30. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Radu F., Gledenov Yu. M., Sedyshev P. V. Observation of Resonance Enhanced Neutron Standing Waves through  $(n, \alpha)$  Reaction // *Physica B.* 2000. V. 276–278. P. 946–947.
  31. Аксенов В. Л., Никитенко Ю. В., Козhevnikov С. В., Раду Ф., Круйс Р., Реквельдт Т. Генерация стоячей нейтронной волны при полном отражении поляризованных нейтронов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2000. Т. 8. С. 10–15.
  32. Игнатович В. К. Деполяризация ультрахолодных нейтронов при преломлении и отражении на поверхности магнитных пленок // *Письма в ЖЭТФ.* 1978. Т. 28. С. 311–314.
  33. Pleshanov N. K. Neutrons at the Boundary of Magnetic Media // *Z. Phys. B.* 1994. V. 94. P. 233–243.
  34. Felcher G. P., Adenwalla S., de Haan V. O., van Well A. A. Zeeman Splitting of Surface-Scattered Neutrons // *Nature.* 1995. V. 377. P. 409–410.
  35. Felcher G. P., Adenwalla S., de Haan V. O., van Well A. A. Observation of the Zeeman Splitting for Neutrons Reflected by Magnetic Layers // *Physica B.* 1996. V. 221. P. 494–499.
  36. Korneev D. A., Bodnarchuk V. I., Ignatovich V. K. Off-Specular Neutron Reflection from Magnetic Media with Nondiagonal Reflectivity Matrices // *JETP Lett.* 1996. V. 63. P. 900–905.
  37. Aksenov V. L., Dokukin E. B., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Schreiber J. Refraction of Polarized Neutrons in a Magnetically Non-Collinear Layer // *Physica B.* 1997. V. 234–236. P. 513–515.
  38. Kozhevnikov S. V. Spin-Flip and Beam-Splitting of Polarized Neutrons Transmitted through a Co Film on Glass // *Physica B.* 2000. V. 283. P. 333–335.
  39. Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V. Refraction of Polarized Neutrons on Boundaries of a Magnetic Film // *Ibid.* V. 276–278. P. 958–959.
  40. Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V. Spin-Flipped Transmission of Polarized Neutrons through Co Film on Glass // *Ibid.* P. 956–957.
  41. Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Lauter H. Reflection and Refraction of Spin-Flip Neutrons in Fe–Gd Structure // *Ibid.* P. 179–180.
  42. Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Kozhevnikov S. V. Spin-Flip Spatial Neutron Beam-Splitting in Magnetic Media // *Physica B.* 2001. V. 297. P. 94–100.
  43. Kozhevnikov S. V., Ott F., Radu F. Data Representations of Zeeman Spatial Beam Splitting in Polarized Neutron Reflectometry // *J. Appl. Crystallogr.* 2012. V. 45. P. 814–825.

44. *Aksenov V. L., Fredrikze H., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V., Rekvelde M. Th., Schreiber J.* Observation of Spatial Splitting of a Polarized Neutron Beam as It Is Refracted on the Interface of Two Magnetically Non-Collinear Media. *JINR Commun.* E14-98-85. Dubna, 1998. 4 p.
45. *Radu F., Leiner V., Westerholt K., Zabel H., McCord J., Vorobiev A., Major J., Jullien D., Humblot H., Tasset F.* Magnetic Induction and Domain Walls in Magnetic Thin Films at Remanence // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2005. V. 17. P. 1711–1718.
46. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Semenova E. M.* Neutron Zeeman Beam-Splitting Method for the Investigation of Magnetic Nanostructures // *Physica B.* 2017. V. 508. P. 12–21.
47. *Krist Th., Müller D. J., Mezei F.* Non-Specular Reflectivity of Spin-Flipped Neutrons // *Physica B.* 1999. V. 267–268. P. 194–197.
48. *Ковалев А. В.* Малоугловое рассеяние с переворотами спина нейтрона в ферромагнитных пленках // *Физика твердого тела.* 2010. Т. 52. С. 883–889.
49. *Fitzsimmons M. R., Park S., Dumesnil K., Dufour C., Pynn R., Borchers J. A., Rhyne J. J., Mangin Ph.* Vector Magnetization Depth Profile of a Laves-Phase Exchange-Coupled Superlattice Obtained Using a Combined Approach of Micromagnetic Simulation and Neutron Reflectometry // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 134413.
50. *Wildes A. R., Björck A. R. M., Andersson G.* Some Observations on Polarized Neutron Reflectivity in Applied Fields // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2008. V. 20. P. 295216.
51. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Semenova E. M.* Neutron Zeeman Beam-Splitting Method for the Investigation of Magnetic Nanostructures // *Physica B.* 2017. V. 508. P. 12–21.
52. *Кожевников С. В., Игнатович В. К., Раду Ф.* Применение зеемановского пространственного расщепления пучка в рефлектометрии поляризованных нейтронов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2018. Т. 2. С. 12–23.
53. *Kozhevnikov S. V.* Neutron Monochromatization Using Spin-Flip and Spatial Beam Splitting // *Physica B.* 2000. V. 283. P. 305–307.
54. *Khaydukov Yu. N., Nikitenko Yu. V.* Magnetic Non-Collinear Neutron Wave Resonator // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2011. V. 629. P. 245–250.
55. *Khaydukov Yu. N., Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V., Zhernenkov K. N., Nagy B., Teichert A., Steitz R., Rühm A., Bottyán L.* Magnetic Proximity Effects in V/Fe Superconductor/Ferromagnet Single Bilayer Revealed by Waveguide-Enhanced Polarized Neutron Reflectometry // *J. Supercond. Nov. Magn.* 2011. V. 24. P. 961–968.
56. *Khaydukov Yu., Kravtsov E., Progliado V., Ustinov V., Nikitenko Yu., Keller T., Aksenov V., Keimer B.* Peculiarities of Neutron Waveguides with Thin Gd Layer // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 746. P. 012064.
57. *Khaydukov Yu. N., Vasenko A. S., Kravtsov E. A., Progliado V. V., Zhaketov V. D., Csik A., Nikitenko Yu. V., Petrenko A. V., Keller T., Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu., Ustinov V. V., Aksenov V. L., Keimer B.* Magnetic and Superconducting Phase Diagram of Nb/Gd/Nb Trilayers // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. P. 144511.



58. *Khaydukov Yu., Petrzhik A. M., Borisenko I. V., Kalabukhov A., Winkler D., Keller T., Ovsyannikov G. A., Keimer B.* Magnetic Waveguides for Neutron Reflectometry // *Phys. Rev. B.* 2017. V. 96. P. 165414.
59. *Pogossian S. P.* Enhanced Neutron Concentration in Uranium Thin Film Waveguides // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 102. P. 104501.
60. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Kentzinger E., Paul A.* Enhanced Off-Specular Scattering in Magnetic Neutron Waveguides // *Physica B.* 2007. V. 397. P. 68–70.
61. *Kozhevnikov S. V., Ott F., Kentzinger E., Paul A., Rosta L.* Resonances and Off-Specular Scattering from Neutron Waveguides // *Eur. Phys. J. Special Topics.* 2009. V. 167. P. 87–92.
62. *Ott F., Kozhevnikov S. V.* Off-Specular Data Representations in Neutron Reflectivity // *J. Appl. Crystallogr.* 2011. V. 44. P. 359–369.
63. *Kentzinger E., Rucker U., Toperverg B., Bruckel T.* Determination of the Magnetic Fluctuations in an Fe/Cr/Fe Trilayer Exhibiting a Neutron Resonance State // *Physica B.* 2003. V. 335. P. 89–94.
64. *Radu F., Vorobiev A., Major J., Humblot H., Westerholt K., Zabel H.* Spin-Resolved Off-Specular Neutron Scattering from Magnetic Domain Walls Using the Polarized  $^3\text{He}$  Gas Spin Filter // *Ibid.* P. 63–67.
65. *Radu F., Etzkorn M., Siebrecht R., Schmitte T., Westerholt K., Zabel H.* Interfacial Domain Formation during Magnetization Reversal in Exchange-Biased CoO/Co Bilayers // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67. P. 134409.
66. *de Wames R. E., Sinha S. K.* Possibility of Guided-Neutron-Wave Propagation in Thin Films // *Phys. Rev. B.* 1973. V. 7. P. 917–921.
67. *Tien P. K., Ulrich R.* Theory of Prism-Film Coupler and Thin-Film Light Guides // *J. Opt. Soc. Am.* 1970. V. 60. P. 1325–1337.
68. *Pogossian S. P., Menelle A., Le Gall H., Ben-Youssef J., Desvignes J. M.* Observation of Neutron Guided Waves from The Open End of a Thin Film Waveguide and a Waveguide Interferometry // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83. P. 1159–1162.
69. *Pogossian S. P., Le Gall H., Menelle A.* Polarized Neutron Waveguide Reflectometry: Application to Magnetic Moment Determination in Thin Films // *J. Magn. Magn. Materials.* 1996. V. 152. P. 305–310.
70. *Pogossian S. P., Le Gall H.* Neutron and X-Ray Propagation Laws in Thin Film Waveguides // *Opt. Commun.* 1995. V. 114. P. 235–241.
71. *Pogossian S. P., Menelle A., Le Gall H., Desvignes J. M., Artinian M.* Experimental Observation of Guided Polarized Neutrons in Magnetic-Thin-Film Waveguides // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 53. P. 14359–14363.
72. *Menelle A., Pogossian S. P., Le Gall H., Desvignes J. M., Ben Youssef J.* Observation of Magnetic Thin Films Neutron Waveguides // *Physica B.* 1997. V. 234–236. P. 510–512.
73. *Pogossian S. P., Menelle A., Le Gall H., Ben Youssef J., Desvignes J. M.* New Neutron Magnetic Low Index Leaky Waveguide Coupler // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 81. P. 4281–4283.

74. *Pogossian S. P., Menelle A., Le Gall H., Ben Youssef J., Desvignes J. M.* Neutron Low-Index Thin-Film Waveguides with Antiresonant High-Reflection Layers // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 56. P. 4971–4977.
75. *Pogossian S. P., Le Gall H., Desvignes J. M., Menelle A.* Ferri- and Antiferromagnetic Thin Film Grating Couplers for Thin Film Neutron Waveguides // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1996. V. 29. P. 2570–2573.
76. *Pogossian S. P., Le Gall H., Ben Youssef J., Menelle A.* Neutron Waveguiding Properties of Co/Cu Exchange Coupled Magnetic Superlattice // *J. Magn. Magn. Materials*. 2000. V. 214. P. 276–280.
77. *Pogossian S. P., Le Gall H., Ben-Youssef J., Menelle A.* Coupling between Neutron Spin States in a Proposed New Spin Directional Coupler // *J. Magn. Magn. Materials*. 2001. V. 237. P. 302–308.
78. *Pogossian S. P., Menelle A., Ben Youssef J., El Harfaoui M., Le Gall H.* Observation of Polarization Insensitive Neutron Waveguide Modes in Magnetic Multilayered Structures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2001. V. 34. P. 1872–1877.
79. *Pfeiffer F., Leiner V., Høghøj P., Anderson I.* Submicrometer Coherent Neutron Beam Production Using a Thin-Film Waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 055507.
80. *Pfeiffer F., Hoghoj P., Anderson I. S., Leiner V.* Neutron Waveguides: A New Neutron Optical Device for the Production of Submicrometer Neutron Beams // *Proc. SPIE*. 2001. V. 4509. P. 79–87.
81. *Kozhevnikov S. V., Rühm A., Ott F., Pleshonov N. K., Major J.* Magnetic Layered Structure for the Production of Polarized Neutron Microbeams // *Physica B*. 2011. V. 406. P. 2463–2466.
82. *Kozhevnikov S., Keller T., Khaydukov Yu., Ott F., Rühm A., Major J.* Polarizing Fe-Co-Fe Planar Waveguides for the Production of Neutron Microbeams // *Phys. Procedia*. 2013. V. 42. P. 80–88.
83. *Kozhevnikov S. V., Rühm A., Major J.* Combination of a Reflectometer and a Nonmagnetic Waveguide for Experiments with Polarized Neutron Microbeam // *Crystallogr. Rep.* 2011. V. 56. P. 1207–1211.
84. *Кожевников С. В., Ott F., Torrejyn J., Vázquez M., Thiaville A.* Применение поляризованного микропучка нейтронов для исследования магнитной микроструктуры // *Физика твердого тела*. 2014. Т. 56. С. 63–67.
85. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V., Ott F., Petrenko A. V.* System of Neutron Microbeams from a Planar Waveguide // *JETP Lett.* 2015. V. 102. P. 3–9.
86. *Кожевников С. В., Жакетов В. Д., Раду Ф.* Нейтронный микропучок из плоского волновода // *ЖЭТФ*. 2018. Т. 154. С. 698–715.
87. *Kozhevnikov S. V., Zhaketov V. D., Keller T., Khaydukov Yu. N., Ott F., Radu F.* Divergence of Neutron Microbeams from Planar Waveguides // *Nucl. Instr. Meth. A*. 2019. V. 915. P. 54–64.
88. *Кожевников С. В., Игнатович В. К., Петренко А. В., Раду Ф.* Нейтронные резонансы в плоских волноводах // *ЖЭТФ*. 2016. Т. 150. С. 1094–1101.

89. *Rühm A., Kozhevnikov S. V., Ott F., Radu F., Major J.* Magnetic Planar Waveguides as Combined Polarizers and Spin-Flippers for Neutron Microbeams // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 708. P. 83–87.
90. *Kozhevnikov S. V., Khaydukov Yu. N., Keller T., Ott F., Radu F.* Polarized Neutron Channeling as a Tool for the Investigations of Weakly Magnetic Thin Films // *JETP Lett.* 2016. V. 103. P. 38–43.
91. *Ott F., Kozhevnikov S., Thiaville A., Torrejon J., Vazquez M.* Shaping Micron-Sized Cold Neutron Beams // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2015. V. 788. P. 29–34.
92. *Popov D. E., Kaplin V. V., Vorobiev S. A.* Flux Redistribution of Channeled Fast Electrons // *Physica Status Solidi (b).* 1979. V. 96. P. 263–269.
93. *Воронин В. В., Лапин Е. Г., Семенухин С. Ю., Федоров В. В.* Прямое измерение времени задержки нейтрона в кристалле при дифракции по Лауэ // *Письма в ЖЭТФ.* 2000. Т. 71. С. 110–115.
94. *Feng Y. P., Majkrzak C. F., Sinha S. K., Wiesler D. G., Zhang H., Deckman H. W.* Direct Observation of Neutron-Guided Waves in a Thin-Film Waveguide // *Phys. Rev. B.* 1994. V. 49. P. 10814–10817.
95. *Aksenov V. L., Nikitenko Yu. V.* Neutron Interference at Grazing Incidence Reflection. Neutron Standing Waves in Multilayered Structures: Applications, Status, Perspectives // *Physica B.* 2001. V. 297. P. 101–112.
96. *Ignatovich V. K., Radu F.* Theory of Neutron Channeling in the Resonant Layer of Multilayer Systems // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. P. 205408.
97. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Ott F., Rühm A., Major J.* Experimental Determination of the Neutron Channeling Length in a Planar Waveguide // *JETP.* 2013. V. 144. P. 733–738.
98. *Kozhevnikov S. V., Keller T., Khaydukov Yu. N., Ott F., Rühm A., Thiaville A., Torrejon J., Vázquez M., Major J.* Use of Waveguides for Polarized Neutron Studies at the Micrometric Scale. arXiv:1209.3889.
99. *Kozhevnikov S. V., Ignatovich V. K., Ott F., Rühm A., Major J.* Experimental Determination of the Neutron Channeling Length in a Planar Waveguide. *JINR Preprint E14-2012-117.* Dubna, 2012. 7 p.
100. *Никитенко Ю. В., Проглядо В. В., Аксенов В. Л.* Каналирование нейтронов в слоистых структурах Cu/Ti/Cu // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2014. Т. 10. С. 3–8.
101. *Kozhevnikov S. V., Keller T., Khaydukov Yu. N., Ott F., Radu F.* Characterization Methods for Neutron Channeling in Planar Waveguides // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2017. V. 875. P. 177–184.
102. *Кожевников С. В., Келлер Т., Хайдуков Ю. Н., Отт Ф., Раду Ф.* Каналирование нейтронов в плоском волноводе // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 152. С. 1192–1203.
103. *Кожевников С. В., Хайдуков Ю. Н., Отт Ф., Раду Ф.* Каналирование нейтронов в потенциальной яме плоского волновода // *ЖЭТФ.* 2018. Т. 153. С. 712–720.

104. *Кожевников С. В., Келлер Т., Хайдуков Ю. Н., Отт Ф., Раду Ф.* Канализация нейтронов в немагнитном плоском волноводе // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. С. 590–601.
105. *Khaydukov Yu., Soltwedel O., Keller T.* NREX: Neutron Reflectometer with X-Ray Option // J. Large-Scale Research Facilities. 2015. V. 1. P. A38.
106. *Никитенко Ю. В.* Нейтронные стоячие волны в слоистых структурах. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Дубна, 2008. 294 с.
107. *Авдеев М. В., Боднарчук В. И., Петренко В. И., Гапон И. В., Томчук А. В., Нагорный А. В., Ульянов В. А., Булавин Л. А., Аксенов В. Л.* Нейтронный время-пролетный рефлектометр «ГРЭИНС» с горизонтальной плоскостью образца на реакторе ИБР-2: возможности и перспективы // Кристаллография. 2017. Т. 62. С. 1014–1021.
108. *Kozhevnikov S. V., Tomchuk O. V., Gapon I. V.* Neutron Channeling Length in NiCu Planar Waveguides. FLNP Experimental Report 2015-04-22-12-34-22. Dubna, 2015.
109. *Radu F., Abrudan R., Radu I., Schmitz D., Zabel H.* Perpendicular Exchange Bias in Ferrimagnetic Spin Valves // Nature Commun. 2012. V. 3. P. 715.
110. *Alebrand S., Gottwald M., Hehn M., Steil D., Cinchetti M., Lacour D., Fullerton E. E., Aeschlimann M., Mangin S.* Light-Induced Magnetization Reversal of High-Anisotropy TbCo Alloy Films // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 162408.
111. *Fitzsimmons M. R., Hengartner N. W., Singh S., Zhernenkov M., Bruno F. Y., Santamaria J., Brinkman A., Huijben M., Molegraaf H. J. A., de la Venta J., Schuller Ivan K.* Upper Limit to Magnetism in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> Heterostructures // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 217201.
112. *Kozhevnikov S. V., Zhaketov V. D., Keller T., Khaydukov Yu. N., Ott F., Luo Chen, Chen Kai, Radu F.* Polarized Neutron Channeling in Weakly Magnetic Films // Nucl. Instr. Meth. A. 2019. V. 927. P. 87–100.
113. *Аксенов В. Л., Жерненко К. Н., Кожевников С. В., Лаутер Х., Лаутер-Пасюк В., Никитенко Ю. В., Петренко А. В.* Спектрометр поляризованных нейтронов РЕМУР на импульсном реакторе ИБР-2. Сообщ. ОИЯИ Д13-2004-47. Дубна, 2004. 34 с.
114. *Кожевников С. В., Жакетов В. Д., Петренко А. В., Булавин М. В., Верхоглядов А. Е., Куликов С. А., Шабалин Е. П.* Использование криогенного замедлителя на нейтронном рефлектометре РЕМУР // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед. 2016. Т. 1. С. 5–14.
115. *Grigoriev S. V., Okorokov A. I., Rumov V. V.* Peculiarities of the Construction and Application of a Broadband Adiabatic Flipper of Cold Neutrons // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 384. P. 451–456.
116. *Thibaudeau P., Ott F., Thiaville A., Dubuget V., Duverger F.* Probing Magnetic Domain Wall Profiles by Neutron Spin Precession // Europhys. Lett. 2011. V. 93. P. 37003.
117. *Rekvelde M. Th., Kraan W.* Single Domain Wall Chirality Studies Using Polarized Neutrons // J. Magn. Magn. Materials. 2013. V. 329. P. 105–117.

118. *Ogasawara I., Ueno S.* Preparation and Properties of Amorphous Wires // IEEE Trans. Magn. 1995. V. 31. P. 1219–1223.
119. *Vazquez M., Adenot-Engelvin A.L.* Glass-Coated Amorphous Ferromagnetic Microwires at Microwave Frequencies // J. Magn. Magn. Materials. 2009. V. 321. P. 2066–2073.
120. *Torrejyn J., Thiaville A., Adenot-Engelvin A.L., Vazquez M., Acher O.* Cylindrical Magnetization Model for Glass-Coated Microwires with Circular Anisotropy: Statics // J. Magn. Magn. Materials. 2011. V. 323. P. 283–289.
121. *Yamasaki J.* Sensing Function in Amorphous Magnetic Materials // J. Magn. Soc. Japan. 1992. V. 16. P. 14–26.
122. *Vazquez M.* Advanced Magnetic Microwires // Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / Eds.: H. Kromüller, S. Parkin. Chichester: Wiley, 2007. V. 4. P. 2193–2226.
123. *Chiriac H., Óvári T.A.* Amorphous Glass-Covered Magnetic Wires: Preparation, Properties, Applications // Progress in Materials Science. 1996. V. 40. P. 333–407.
124. *Magnetic Nano-and Microwires: Design, Synthesis, Properties and Applications / Ed. M. Vazquez.* Oxford: Woodhead Publ., Elsevier Ltd., 2015.
125. *Baraban I., Gorshenkov M., Andreev N., Chichay K., Rodionova V.* The Role of Structural Properties on Magnetic Characteristics of Glass-Coated Microwires // J. Magn. Magn. Materials. 2018. V. 459. P. 61–65.
126. *Fermon C., Ott F., Legoff G., Glättli H., Wintenberger V.* New Polarized Neutron Reflectometer with Polarization Analysis PRISM // Physica B. 2000. V. 283. P. 372–375.
127. *Fermon C., Ott F., Legoff G., Glättli H., Wintenberger V.* Polarized Reflectometer for the Investigation of Surface Magnetism, the New Polarized Neutron Reflectometer with Polarization Analysis at the Laboratoire Léon Brillouin // Rev. Sci. Instr. 2000. V. 71. P. 3797–3800.