

КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В НЕМАГНИТНОМ ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. В. Кожевников^{a*}, *Т. Келлер*^{b,c**}, *Ю. Н. Хайдуков*^{b,c}, *Ф. Отт*^{d**}, *Ф. Раду*^{e**}

^a *Лаборатория нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия*

^b *Max Planck Institut für Festkörperforschung
D-70569, Stuttgart, Germany*

^c *Max Planck Society Outstation at FRM-II
D-85747, Garching, Germany*

^d *Laboratoire Léon Brillouin CEA/CNRS, IRAMIS, Université Paris-Saclay
F-91191, Gif sur Yvette, France*

^e *Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie
D-12489, Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 13 августа 2018 г.,
после переработки 16 сентября 2018 г.
Принята к публикации 23 ноября 2018 г.

Исследуется распространение нейтронов в среднем слое плоского волновода, представляющего собой трехслойную тонкую пленку. Регистрируются нейтроны, выходящие из торца пленки в виде узкого расходящегося микропучка. Экспериментально измеряется длина каналирования нейтронов в зависимости от ширины волноводного слоя. Полученные экспериментальные результаты сравниваются с расчетами.

DOI: 10.1134/S0044451019040023

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние нейтронов является мощным неразрушающим методом исследования биологических объектов, полимеров и магнитных структур благодаря особым свойствам нейтронов: изотопной чувствительности, высокой проникающей способности и наличию собственного магнитного момента. Различие свойств нейтронного и рентгеновского излучения делает их взаимодополняющими методами. Например, поляризованные нейтроны используются для исследования магнитных материалов в объеме вещества, что является недоступным для рентгеновского излучения из-за его слабой проникающей способности.

Размер нейтронного пучка определяет пространственное разрешение и масштаб исследуемых объектов. Обычная ширина нейтронного пучка в эксперименте составляет от 0.1 до 10 мм. Для иссле-

дования локальных микроструктур в масштабе десятков микрометров необходимо иметь очень узкие пучки. С этой целью разрабатываются различные фокусирующие устройства (дифракционные решетки, преломляющие линзы, изогнутые кристаллы-монохроматоры и др.) [1], которые способны сфокусировать нейтронный пучок до 50 мкм. Пучок меньшей ширины не удается получить из-за ограничений, которые зависят от физических свойств используемых материалов и технологии их обработки.

Более эффективными фокусирующими устройствами являются плоские волноводы, которые преобразуют обычный коллимированный пучок нейтронов в расходящийся микропучок, сжатый в одном направлении до ширины 0.1–10 мкм (рис. 1). Начальный пучок с угловой расходимостью $\delta\alpha_i$ падает на поверхность трехслойной пленки под малым углом скольжения α_i , туннелирует через верхний слой, распространяется в среднем слое как в канале и выходит через торец в виде микропучка. Начальная ширина микропучка равна ширине d среднего волноводного слоя, а конечная ширина определяет-

* E-mail: kozhevn@nf.jinr.ru, kzh_sv@mail.ru

** T. Keller, F. Ott, F. Radu

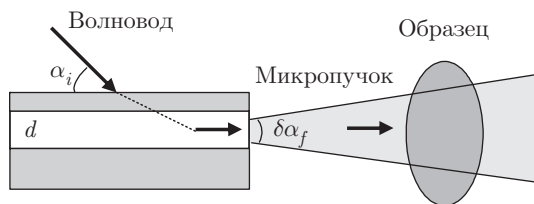


Рис. 1. Геометрия эксперимента с микропучком

ся расходимостью микропучка и расстоянием до исследуемого образца. Основной вклад в расходимость микропучка, $\delta\alpha_f = \sqrt{(\delta\alpha_i)^2 + (\delta\alpha_F)^2}$, вносит дифракция Фраунгофера $\delta\alpha_F \sim \lambda/d$ на узкой щели шириной d , которой и является канал волновода. Поэтому для сохранения минимальной ширины микропучка нужно располагать исследуемый образец близко к выходу волновода, коллимировать начальный пучок, уменьшать длину волны нейтронов и увеличивать ширину канала. Если образец магнитный, то поле на образце не должно влиять на свойства волновода. В такой геометрии волновод должен быть немагнитным, а входной пучок — поляризованным.

Из теории [2] известно, что при изменении ширины d канала изменяется параметр затухания нейтронной плотности, который называется длиной каналирования. Целью данного исследования являются экспериментальное определение длины каналирования нейтронов в зависимости от ширины волноводного канала и сравнение результатов с предсказаниями теории.

Внутри канала в плоском волноводе происходит резонансное усиление нейтронной плотности. Теория нейтронных резонансов в слоистых волноводах разработана [3]. Существует несколько типов трехслойных резонаторных структур с плотностью длины рассеяния (ПДР) нейтронов в виде потенциальной ямы.

Если все три слоя являются одинаково тонкими, то такие структуры называются интерференционными фильтрами. Они пропускают нейтроны определенной энергии в очень узком диапазоне. Коэффициент пропускания нейтронов имеет один узкий максимум по энергии, а в области полного отражения наблюдается соответствующий ему узкий минимум. Такое явление называется фрустрированным полным отражением. ПДР слоистой структуры соответствует энергии ультрахолодных нейтронов, поэтому интерференционные фильтры успешно применяются для монохроматизации и спектрометрии

ультрахолодных нейтронов. В работе [4] был рассчитан многослойный, а в работе [5] — трехслойный интерференционный фильтр. Первые эксперименты с интерференционными фильтрами описаны в работах [6, 7]. Обзор экспериментов по фундаментальной физике с использованием интерференционных фильтров для ультрахолодных нейтронов можно найти в работе [8].

Если средний слой интерференционного фильтра относительно широкий, то наблюдается интерференционная картина из нескольких узких минимумов в отражении и соответствующих им максимумов в пропускании. Такая структура является нейтронным аналогом интерферометра Фабри–Перо. Обзор экспериментов можно найти в работе [9], в которой предлагалось использовать интерференционные фильтры для монохроматизации и поляризации пучка нейтронов, для измерения глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводящие пленки и т. д.

При относительно толстом нижнем слое нейтроны практически не проходят через трехслойную структуру, а почти полностью отражаются от нее. В среднем слое образуются резонансно-усиленные нейтронные стоячие волны. Такая структура называется резонатором и используется для усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом. Существуют различные способы регистрации нейтронных стоячих волн в слоистых структурах: 1) минимумы в области полного отражения нейтронов; 2) максимумы интенсивности с переворотом спина нейтронов, незеркально рассеянные нейтроны и т. п.; 3) максимумы вторичного характеристического излучения (гамма-излучение, альфа-частицы и т. п.) в результате взаимодействия нейтронов с соответствующими элементами, например Gd и ${}^6\text{Li}$. Подробное описание формирования, регистрации и применения нейтронных стоячих волн в слоистых структурах можно найти в обзоре [10].

Некогерентное рассеяние нейтронов на водороде в слоистом резонаторе было зарегистрировано через минимумы в области полного отражения нейтронов [11] и напрямую через максимумы интенсивности некогерентно рассеянных нейтронов [12]. В работе [13] зарегистрированы минимумы в области полного отражения нейтронов и соответствующие им максимумы интенсивности гамма-излучения от слоя Gd_2O_3 . В работе [14] наблюдались узкие резонансные минимумы в области полного отражения нейтронов и максимумы интенсивности альфа-частиц при взаимодействии нейтронов со слоем ${}^6\text{LiF}$. В работе [15] предлагается использовать резонатор со

слоем урана для создания миниатюрной атомной электростанции. В работах [16, 17] были зарегистрированы нейтроны с переворотом спина при отражении от резонаторов с магнитно-неколлинеарными слоями. Незеркальное диффузное рассеяние нейтронов наблюдалось на шероховатостях границ раздела [17, 18] и на границах раздела вблизи магнитной доменной структуры [19–21]. В последнее время наблюдается значительный интерес к применению слоистых резонаторов для исследования магнетизма. В работе [22] резонатор использовался для изучения сосуществования магнетизма и сверхпроводимости в пленках. В работах [12, 23] показано, что с помощью поляризованных пучков нейтронов можно менять положение резонансов по координате z внутри резонатора и таким способом выделять определенные магнитные слои.

Если слоистые резонаторы используются для распространения нейтронов вдоль канала или получения микропучка, то они называются волноводами. Впервые плоский волновод был рассмотрен теоретически в работе [24]. Для ввода нейтронного пучка в канал волновода предлагался принцип, аналогичный преломляющей призме в оптическом волноводе. Поэтому такие волноводы называются волноводами типа призмы (prism-like waveguides) в отличие от волновода простого типа, представленного на рис. 1. Поляризованный микропучок нейтронов был впервые получен из торца волновода типа призмы в работе [25]. Такие волноводы имеют более сложную структуру и по этой причине не получили дальнейшего развития. В настоящее время гораздо больше используются волноводы простого типа. Получены неполяризованный [26] и поляризованный [27] микропучки нейтронов на рефлектометре с постоянной длиной волны. В работе [28] зарегистрирована система микропучков на времяпролетном рефлектометре нейтронов и экспериментально измерена зависимость угловой расходимости микропучка от длины волны нейтронов согласно условиям дифракции Фраунгофера $\delta\alpha_F \propto \lambda$. Вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка в зависимости от ширины канала $\delta\alpha_F \propto 1/d$ был измерен экспериментально на времяпролетном рефлектометре [29] и на рефлектометре с фиксированной длиной волны [30].

Впервые поляризованный микропучок из волновода был применен для исследования микроструктуры в работе [31]. Использована комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [32]. Проведено пространственное сканирование аморфной магнитной проволоочки, в

которой существуют осевые домены в компактном ядре и круговые домены в широкой оболочке. Применен метод ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании пучка через образец [33]. Собственная спектральная ширина резонанса в волноводе, которая важна для разрешения метода ларморовской прецессии, оценена в эксперименте [34]. В обзоре [35] сравниваются методы получения нейтронного микропучка: диафрагмы из поглощающих нейтроны материалов, полное отражение от подложки малых размеров и плоские волноводы. Наиболее гибким и светосильным методом является отражение от подложки, но по минимальной ширине пучка конкурентов у плоских волноводов на данный момент нет.

Процесс распространения нейтронов вдоль канала называется каналированием, а параметр затухания нейтронной плотности — длиной каналирования. Впервые явление каналирования было зарегистрировано в геометрии отражения для волновода типа призмы [36] и простого типа [37]. Нейтроны распространялись вдоль канала и выходили не через торец, а через верхний слой в направлении зеркально-отраженного пучка. В этом случае ширина отраженного пучка равна ширине падающего начального пучка, т. е. отраженный пучок не является микропучком по ширине, но имеет резонансную природу. В работе [38] предложено использовать каналирование поляризованных нейтронов для измерения намагниченности тонких пленок с высокой точностью. Расчеты проведены для волновода типа призмы. В работе [39] сделаны расчеты для простого волновода со средним слоем из слабомагнитной пленки. В работах [40, 41] методом каналирования поляризованных нейтронов были исследованы слабомагнитные пленки, содержащие редкоземельные элементы. Такие пленки широко используются для развития новых методов магнитной записи и перемагничивания [42]. Регистрируется интенсивность поляризованного микропучка из торца волновода в зависимости от угла скольжения начального пучка. Разность положений резонансных пиков для спинов «+» и «-» позволяет напрямую извлекать намагниченность пленки с точностью порядка 10 Гс. В работах [43–46] обсуждаются этот и другие прямые нейтронные методы исследования магнитных пленок: ларморовская прецессия, пространственное расщепление пучка и нейтронный спиновый резонанс в веществе.

Теория каналирования в слоистых структурах была развита в работе [2]. Согласно этой теории, длина каналирования нейтронов зависит от пара-

метров волновода (толщины верхнего слоя, ширины канала, глубины потенциальной ямы) и порядка резонанса. Впервые длина каналирования была экспериментально определена в [47, 48]. Экспериментальная установка и методы измерения длины каналирования описаны в [49]. В наших предыдущих работах экспериментально получено, что длина каналирования растет экспоненциально с увеличением толщины верхнего слоя волновода [49, 50] и линейно с ростом ПДР внешних слоев при фиксированной ПДР канала [51] и уменьшается обратно пропорционально с увеличением порядка резонанса [50]. Экспериментальные результаты подтвердили предсказания теории [2]. Далее мы рассмотрим зависимость длины каналирования нейтронов от ширины канала.

2. РАСЧЕТЫ

Плоский нейтронный волновод представляет собой трехслойную структуру $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(d)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50 нм)// Al_2O_3 (подложка), которая имеет плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов в виде потенциальной ямы (рис. 2а). Материал Ni(67 ат.%)Cu(33 ат.%) является немагнитным при комнатной температуре. Верхний тонкий слой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ и нижний толстый слой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ обладают высокой ПДР, а средний толстый слой Cu имеет низкую величину ПДР. Нейтронный пучок в вакууме (среда 0) падает на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i (рис. 2б). Потом нейтроны туннелируют через верхний тонкий слой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ толщиной a (среда 1), попадают в средний слой Cu толщиной d (среда 2) и почти полностью отражаются от толстого нижнего слоя $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (среда 3). Затем часть нейтронов туннелирует из среднего слоя через верхний слой и выходит из волновода через поверхность. Другая часть нейтронов распространяется в среднем слое в направлении x вдоль слоев и выходит через торец в виде расходящегося микропучка. Амплитуда волновой функции нейтронов многократно усиливается при выполнении условий резонанса для фазы волновой функции нейтронов внутри волноводного слоя [3]:

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

где $k_{0z} = k_0 \sin \alpha_i$ — проекция волнового вектора нейтронов в вакууме на ось z , перпендикулярную слоям волновода; $k_{2z} = \sqrt{k_0^2 - \rho_2}$ — проекция волнового вектора нейтронов в волноводном слое; ρ_2 — ПДР волноводного слоя; R_{21} — амплитуда отражения нейтронов от верхнего слоя при распространении

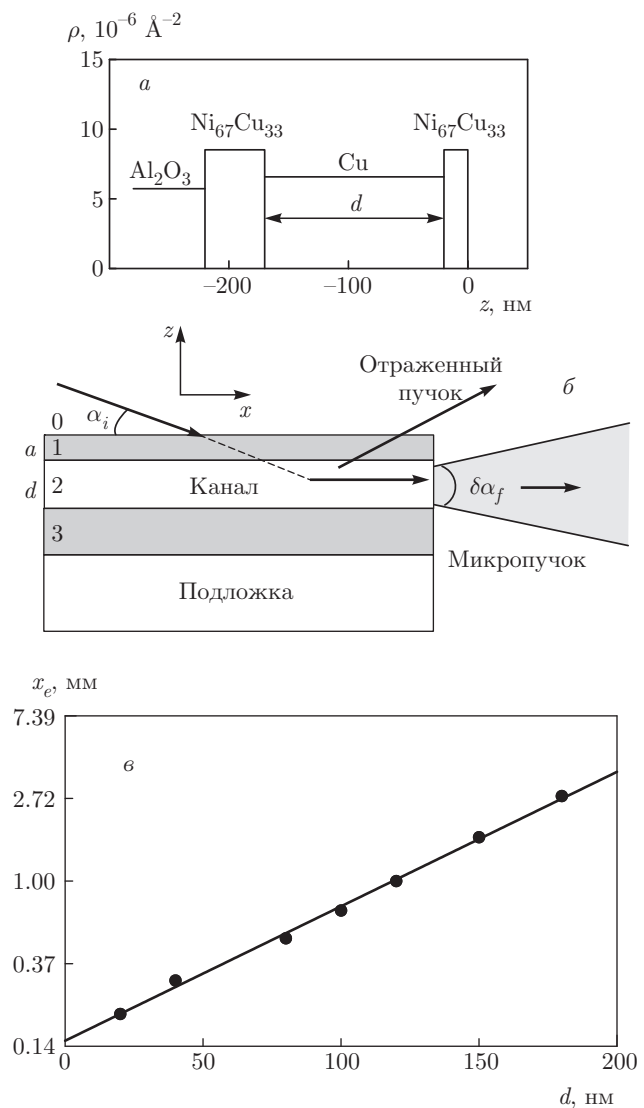


Рис. 2. К расчету длины каналирования нейтронов: а — ПДР волноводной структуры; б — геометрия каналирования в плоском волноводе; в — длина каналирования (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от ширины волноводного канала

в волноводном слое; R_{23} — амплитуда отражения нейтронов от нижнего слоя при распространении в волноводном слое; $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса.

Поскольку часть нейтронов выбывает из волноводного слоя через верхний слой, при распространении нейтронов в канале плотность нейтронной волны затухает пропорционально $\exp(-x/x_e)$ на некотором характерном расстоянии x_e , которое называется длиной каналирования. В теории каналирования нейтронов [2] получено выражение для длины каналирования нейтронов, которое можно записать в следующем виде:

$$x_e \approx k_x d / k_{2z} T, \quad (2)$$

где $k_x = k_0 \cos \alpha_i$ — проекция волнового вектора в вакууме на ось x вдоль слоев и T — коэффициент пропускания нейтронов из волноводного слоя через верхний слой в вакуум, зависящий от толщины верхнего слоя: $T \propto \exp(-2k_{1z}a)$. Здесь $k_{1z} = \sqrt{\rho_1 - k_{0z}^2}$ — проекция волнового вектора нейтронов в верхнем слое на ось z и ρ_1 — ПДР верхнего слоя. Из выражения (1) следует, что положение резонанса по волновому вектору явным образом зависит от порядка резонанса, ширины канала и ПДР канала. Неявным образом через амплитуды отражения R_{21} и R_{23} значения ПДР и ширины верхнего слоя влияют на положение резонанса, от которого зависит длина каналирования. Это означает, что невозможно найти точную аналитическую зависимость длины каналирования от какого-то одного параметра волновода. Необходимо проводить численные расчеты по формуле (2) с учетом условия (1). При этом нужно помнить следующее. В эксперименте длина каналирования измеряется напрямую для реальных параметров волновода (ПДР и толщины слоев), которые можно определить из результатов подгонки модельных расчетов к экспериментальным коэффициентам отражения лишь с какой-то точностью, зависящей от многих факторов (статистической ошибки экспериментальных данных, разрешения установки, адекватности выбранной модели, качества изготовления структуры и т. п.). Обычно параметры слоистой структуры, полученные в результате подгонки коэффициентов отражения, соответствуют номинальным значениям с небольшой поправкой. Поэтому небольшое расхождение реальных и номинальных параметров волновода не должно качественно менять вид функции (линейная, экспоненциальная, обратно пропорциональная). Это означает, что для сравнения эксперимента с теорией можно качественно определять вид зависимости длины каналирования от выбранного параметра.

На рис. 2в показана зависимость длины каналирования нейтронов для резонанса $n = 0$ от ширины канала волноводной структуры с табличными значениями ПДР (рис. 2а). Расчеты проведены по формуле (2) с учетом условия резонанса (1). В масштабе натурального логарифма зависимость является линейной:

$$\ln x_e \propto d. \quad (3)$$

Таким образом, теория предсказывает, что длина каналирования нейтронов для резонанса $n = 0$

должна экспоненциально возрастать с увеличением ширины канала.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен на нейтронном рефлектометре с горизонтальной плоскостью образца NREX стационарного реактора FRM II (исследовательский центр MLZ, Гархинг, Германия). Длина волны нейтронов была равна 4.26 Å (разрешение 1% FWHM). Нейтронный пучок регистрировался газовым (^3He) двумерным позиционно-чувствительным детектором с пространственным разрешением 3 мм. Угловая расходимость начального пучка 0.0065° определялась первой диафрагмой после монохроматора шириной 0.25 мм. Расстояние от первой диафрагмы до образца составляло 2200 мм, а от образца до детектора — 2400 мм. Перед образцом на расстоянии 200 мм располагалась вторая диафрагма шириной 0.7 мм, назначением которой было уменьшение фона.

С помощью неполяризованного пучка нейтронов были исследованы четыре немагнитных образца с номинальной структурой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Al}_2\text{O}_3$ (подложка), где $d = 80, 100, 120, 180$ нм. Размеры подложки составляли $10 \times 10 \times 0.5$ мм³, а образец с шириной канала $d = 100$ нм имел размеры подложки 10 (вдоль пучка) $\times 20 \times 1$ мм³. Пятый образец с номинальной структурой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Si}$ (подложка) и подложкой $25 \times 25 \times 1$ мм³ был исследован ранее в работе [50].

На рис. 3 показана двумерная карта интенсивности нейтронов для образца с шириной канала 180 нм в зависимости от углов скольжения начального и рассеянного пучков. Горизонтальная штриховая линия $\alpha_f = 0$ соответствует направлению плоскости образца. Снизу от нее находится преломленный пучок большой интенсивности, который имеет вид диагонали. Овалами показаны пятна микропучков резонансов порядков $n = 0, 1, 2, 3, 4$. Распределение интенсивности микропучков по конечному углу должно быть симметричным относительно направления плоскости образца, но нижняя часть микропучков перекрывается более интенсивным преломленным пучком.

На рис. 4 показана интенсивность микропучка в зависимости от угла скольжения начального пучка α_i . Суммирование интенсивности проведено по конечному углу α_f на рис. 3 по интервалу, где мик-

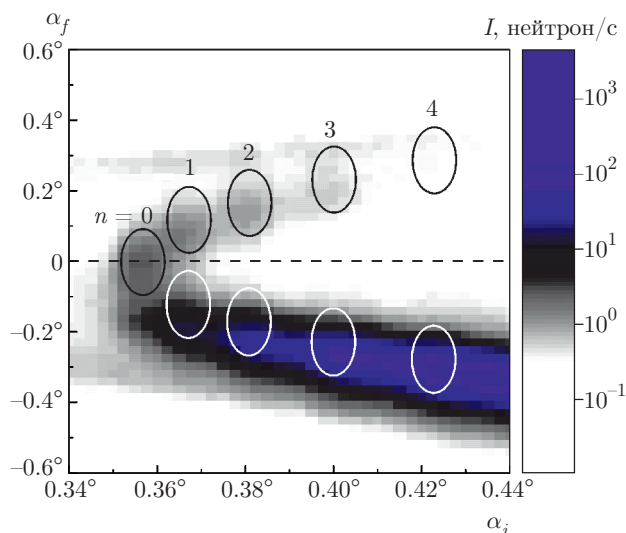


Рис. 3. Интенсивность нейтронов в зависимости от углов скольжения падающего на образец и рассеянного пучков

ропучок не перекрывается преломленным пучком. Для образца с шириной канала 180 нм (рис. 4а) пики резонансов находятся близко друг к другу и начинают перекрываться, так как ширина канала достаточно большая. Из условия резонанса (1) следует, что расстояние между резонансами уменьшается с увеличением ширины канала. На рис. 4б для образца с шириной канала 120 нм резонансы плохо разрешены. Это может быть связано с изгибом подложки, которая достаточно тонкая, или с плохим качеством изготовления образца. Наиболее интенсивный микропучок с хорошо разрешенными пиками можно видеть на рис. 4в, так как образец с шириной канала 100 нм имеет ширину 20 мм для входного пучка. А остальные образцы имеют ширину 10 мм в этом направлении. Хорошее разрешение пиков связано с тем, что подложка толщиной 1 мм меньше изгибается, а пики расположены далеко друг от друга из-за меньшей ширины канала. Для образца с наименьшей шириной канала 80 нм на рис. 4г расстояние между резонансами наибольшее, но отношение сигнал/фон мало из-за малой интенсивности сильно расходящегося микропучка.

На рис. 5 показаны распределения интенсивности микропучка по конечному углу α_f для резонанса $n = 0$ и разной ширины канала (а-г) и для резонансов $n = 1, 2, 3, 4$ (д-з) при ширине канала 180 нм. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошная линия — расчету. В работах [26, 50] продемонстрировано, что расчет фурье-преобразования волновой функции нейтронов внутри волновода описывает экспериментальное распре-

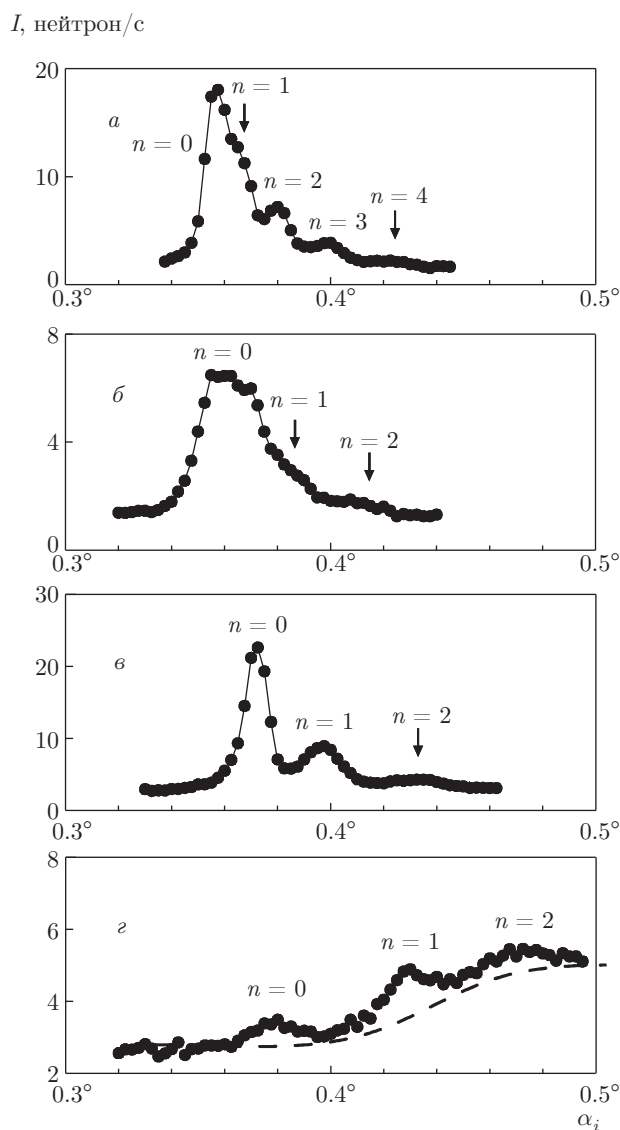


Рис. 4. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка для разной ширины канала: а — 180 нм; б — 120 нм; в — 100 нм; г — 80 нм. Штриховой линией показан уровень фона

ление микропучка по конечному углу. На рис. 5 расчеты также соответствуют эксперименту. Резонанс порядка $n = 0$ имеет интенсивный центральный пик, а резонансы более высоких порядков имеют интенсивные внешние пики и очень слабую интенсивность между ними. Можно заметить, что слева часть микропучка перекрывается преломленным пучком. При этом расходимость микропучка резонанса $n = 0$ увеличивается с уменьшением ширины канала. Для ширины канала 80 нм (рис. 5г) микропучок сильно расходится, и его интенсивность падает, поэтому он сильнее перекрывается преломленным и отраженным пучками.

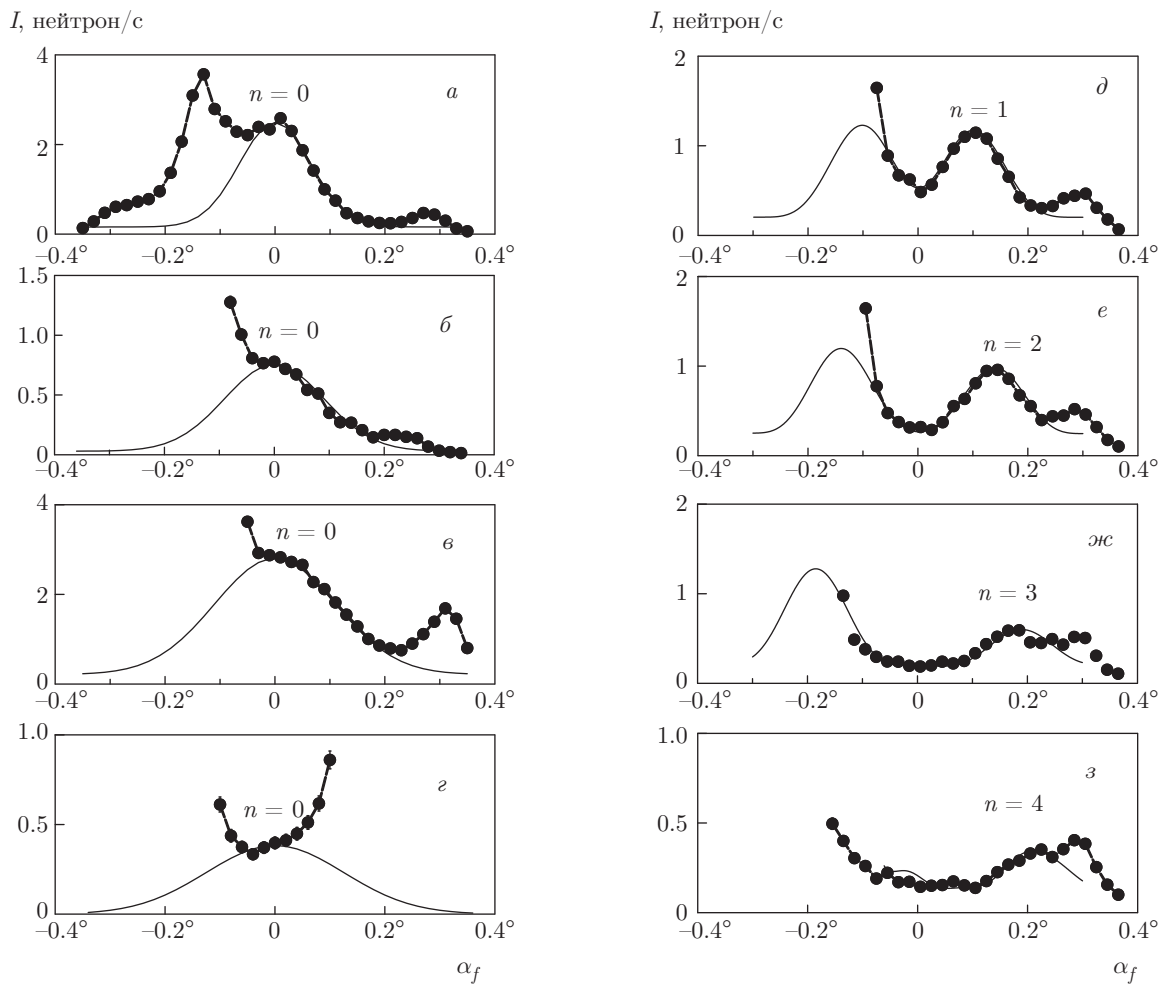


Рис. 5. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от конечного угла скольжения для резонанса порядка $n = 0$ и ширины канала 180 нм (а), 120 нм (б), 100 нм (в), 80 нм (г), для ширины канала 180 нм и резонансов порядка $n = 1$ (д), $n = 2$ (е), $n = 3$ (ж), $n = 4$ (з). Сплошные линии — результаты расчета

Для измерения длины каналирования был использован материал бораль (алюминий с бором, который поглощает нейтроны). Бруски поглотителя помещались на поверхность волновода рядом с выходным торцом (рис. 6а). Сечения брусков составляли $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и $2 \times 2 \text{ мм}^2$, их длины — 38 и 30 мм. Подробное описание экспериментальной установки и метода дано в работе [49]. С помощью микрометрического столика брусок перемещается от выходного торца по поверхности волновода и закрывает часть поверхности от засветки начальным пучком нейтронов. Из-за кривизны бруска под ним существует воздушный зазор высотой h . Тогда реальная длина x неосвещенной поверхности будет меньше, чем расстояние L от выходного края торца до переднего края бруска: $x = L - \Delta x$. Величина Δx зависит от высоты воздушного зазора, величины уг-

ла скольжения начального пучка и неточности установки бруска относительно выходного края образца. Для данного метода не нужно специально знать величину поправки Δx , она разная и автоматически определяется в каждом эксперименте. Но для справки величина воздушного зазора была определена в работе [51] и составила около 14 мкм, что дает величину $\Delta x \approx 2.2 \text{ мм}$ при угле скольжения 0.36° .

На рис. 6б для объяснения метода показаны результаты для волновода с номинальной структурой $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150 \text{ нм})/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})/\text{Si}$ (подложка), полученные в работе [50]. Измеряется интенсивность микропучка $I(x = 0)$ при полностью освещенной поверхности волновода. Затем двигается брусок боралья и регистрируется интенсивность микропучка в зависимости от расстояния L между выходным торцом волновода и передним краем

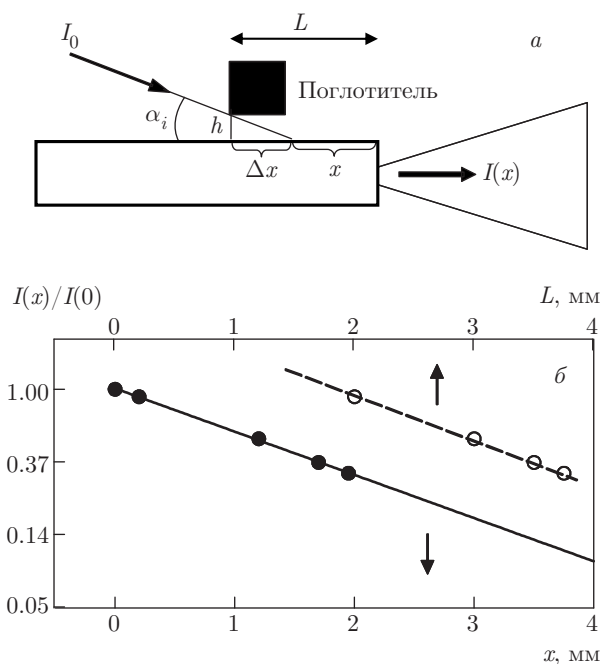


Рис. 6. (а) Схема измерения длины каналирования с помощью поглотителя на поверхности волновода. (б) Нормированная интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от расстояния L между выходным торцом образца и передним краем поглотителя (верхняя кривая и светлые символы) и от длины неосвещенной части поверхности x под поглотителем (нижняя кривая и темные символы). Ширина канала волновода равна 150 нм

поглотителя. Потом строится зависимость нормированной интенсивности микропучка $I(L) / I(x = 0)$ в масштабе натурального логарифма (верхняя шкала L по оси абсцисс). Все данные ложатся на одну прямую линию, которая пересекает уровень 1 по оси ординат в некоторой точке. Эта точка соответствует моменту, когда поглотитель только начинает закрывать поверхность волновода от падающего начального пучка. Так определяется величина поправки Δx , на которую нужно сдвинуть все экспериментальные точки в зависимости от L . Тогда мы получим экспериментальную зависимость нормированной интенсивности микропучка $I(x) / I(x = 0)$ от длины x неосвещенной поверхности (нижняя шкала оси абсцисс). Точка, в которой нормированная интенсивность уменьшается в e раз, соответствует экспериментальному значению длины каналирования нейтронов $\Delta x = 1.7 \pm 0.2$ мм.

На рис. 7–10 представлены интенсивности микропучка нейтронов резонанса $n = 0$ как функции начального угла скольжения в зависимости от расстояния L от выходного торца волновода

$\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Al}_2\text{O}_3$ (подложка) до переднего края поглотителя. Ширина волновода равна 180 нм (рис. 7), 120 нм (рис. 8), 100 нм (рис. 9) и 80 нм (рис. 10). Интегрирование проведено в узкой области конечных углов α_f , где микропучок не перекрывается преломленным пучком. Штриховыми линиями показан уровень фона. На рис. 7а для ширины канала 180 нм есть небольшая примесь паразитного пика резонанса $n = 1$, который потом был вычтен из основного пика резонанса $n = 0$ после аппроксимации пиков гауссовым распределением. Далее паразитный пик резонанса $n = 1$ быстро исчезает, так как длина каналирования для более высокого порядка уменьшается быстрее.

На рис. 11 показаны зависимости нормированной интенсивности микропучка (в масштабе натурального логарифма) от длины неосвещенной поверхности волновода. Интенсивность микропучка просуммирована под пиками на рис. 7–10 и нормирована на интенсивность микропучка при полностью освещенной поверхности. Затем проведена корректировка данных на величину Δx . Видно, что данные описываются прямыми линиями, с помощью которых определена длина каналирования.

На рис. 12 представлена длина каналирования нейтронов (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от ширины волноводного канала. В работе [29] методом нейтронной рефлектометрии были определены параметры образцов $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(d)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50 \text{ нм})//\text{Al}_2\text{O}_3$ (подложка). Толщина канала почти не отличалась от номинальных значений. Точками показаны экспериментальные значения, а линией — подгонка зависимости линейной функцией. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно описываются линейной функцией и качественно соответствуют предсказаниям теории на рис. 2с. Таким образом, экспериментально подтверждено, что длина каналирования нейтронов экспоненциально растет с увеличением ширины волноводного канала.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально определен параметр затухания нейтронной плотности внутри канала плоского трехслойного волновода. Для этого использован брусок из поглощающего нейтроны материала бораль, который помещался на поверхность волновода. Измерялась интенсивность микропучка

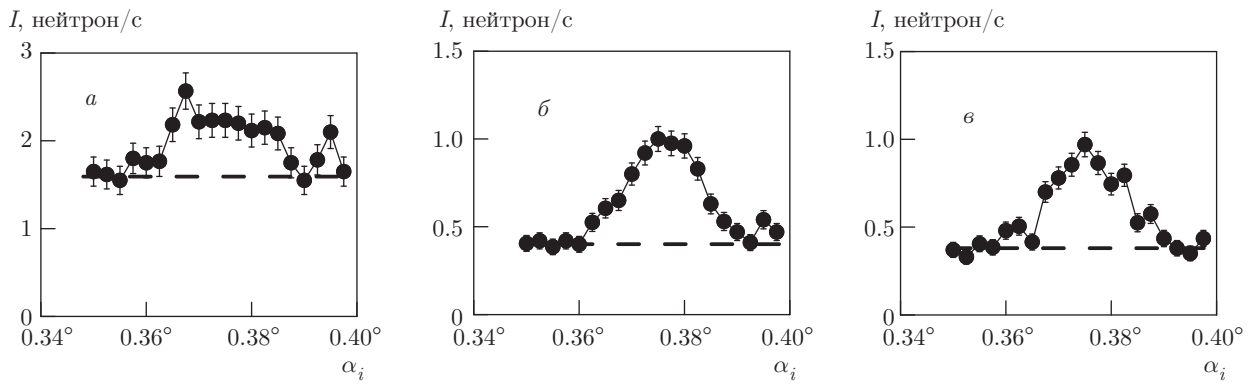


Рис. 7. Интенсивность микропучка для ширины канала 80 нм в зависимости от угла скольжения начального пучка при различных расстояниях от торца волновода до переднего края поглотителя: *a* — без поглотителя; *b* — 2.2 мм; *v* — 2.4 мм. Штриховыми линиями показан уровень фона

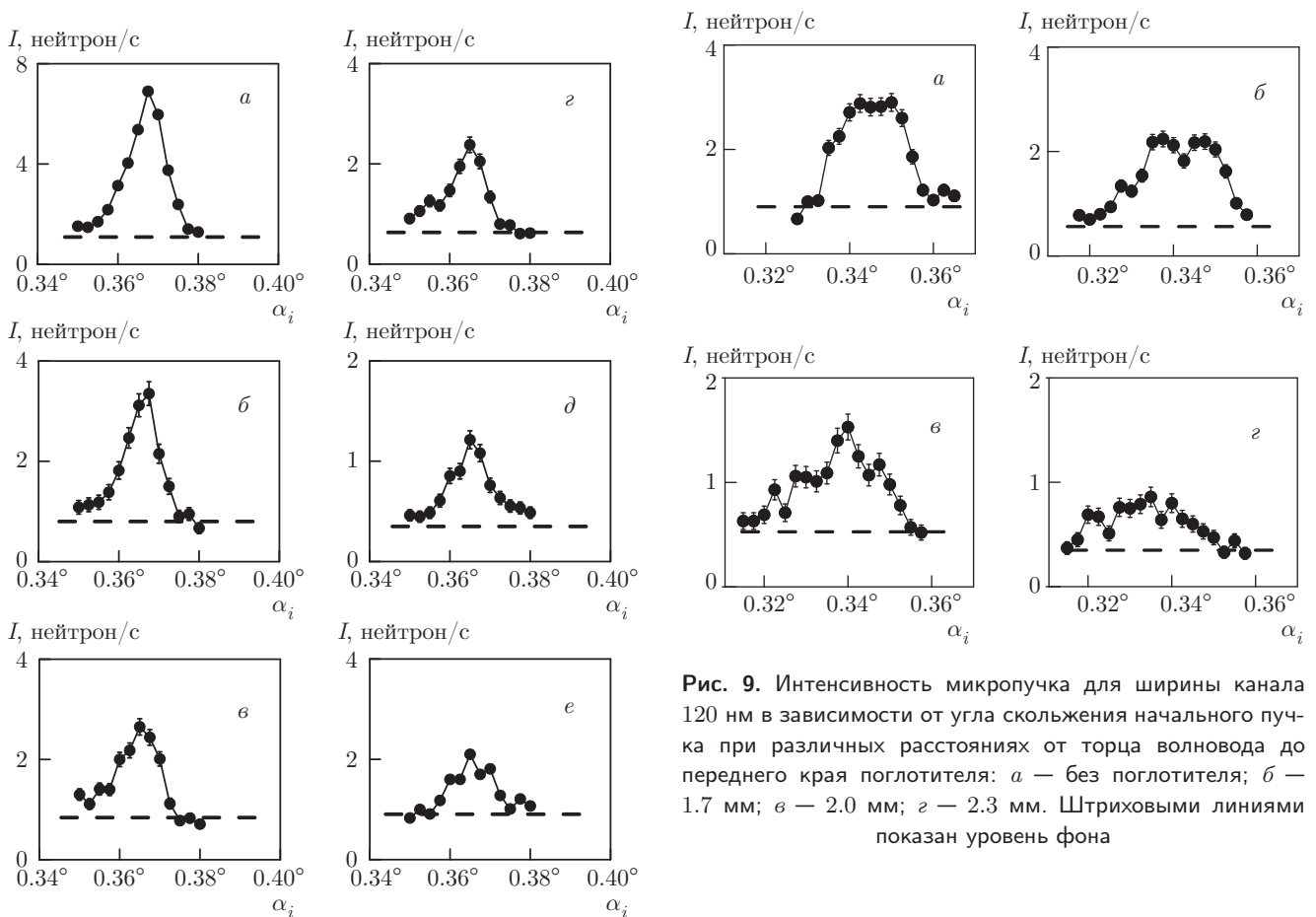


Рис. 8. Интенсивность микропучка для ширины канала 100 нм в зависимости от угла скольжения начального пучка при различных расстояниях от торца волновода до переднего края поглотителя: *a* — без поглотителя; *б* — 2.0 мм; *в* — 2.2 мм; *г* — 2.4 мм; *д* — 2.7 мм; *e* — 3.2 мм. Штриховыми линиями показан уровень фона

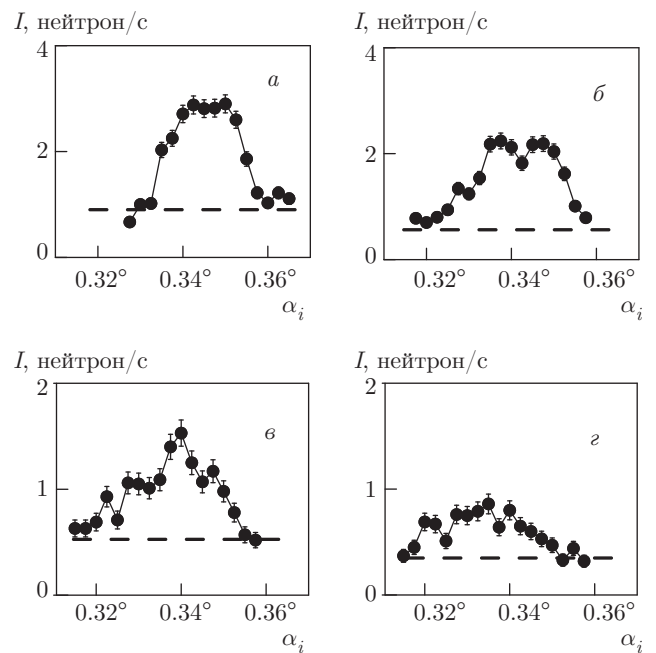


Рис. 9. Интенсивность микропучка для ширины канала 120 нм в зависимости от угла скольжения начального пучка при различных расстояниях от торца волновода до переднего края поглотителя: *a* — без поглотителя; *б* — 1.7 мм; *в* — 2.0 мм; *г* — 2.3 мм. Штриховыми линиями показан уровень фона

нейтронов, выходящего из торца волновода, в зависимости от длины неосвещенной поверхности образца под поглотителем. Показано, что длина каналирования нейтронов экспоненциально растет с увеличением ширины канала волновода. Этот результат качественно подтверждает предсказание теории каналирования нейтронов в слоистых волноводах.

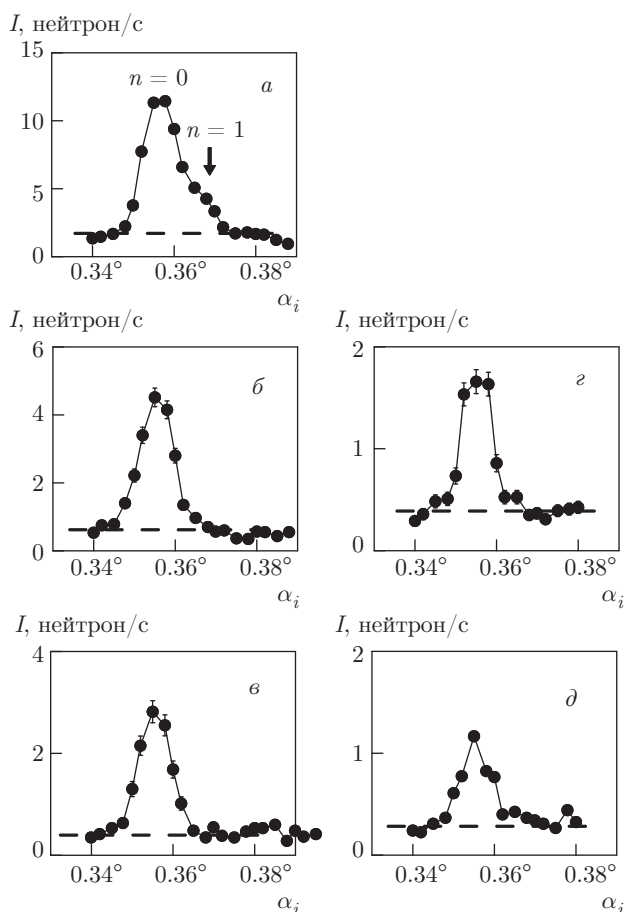


Рис. 10. Интенсивность микропучка для ширины канала 180 нм в зависимости от угла скольжения начального пучка при различных расстояниях от торца волновода до переднего края поглотителя: *a* — без поглотителя; *b* — 4.0 мм; *e* — 4.5 мм; *z* — 5.0 мм; *d* — 5.5. Штриховыми линиями показан уровень фона

Ранее нами было показано, что немагнитный плоский волновод в сочетании с рефлектометром поляризованных нейтронов можно использовать для сканирования магнитной микроструктуры в объеме вещества с помощью поляризованного микропучка. Пространственное разрешение метода зависит от угловой расходимости микропучка, которая уменьшается с ростом ширины канала. Таким образом, с помощью изменения параметра волновода можно управлять свойствами получаемого микропучка. При этом изменяются свойства нейтронной волны внутри самого волновода. Пока еще нерешенной проблемой является вопрос о том, как зависит интенсивность микропучка от параметров структуры волновода. Мы надеемся, что результаты нашей работы будут полезны в дальнейшем для оптимизации интенсивности нейтронного микропучка и планирования эксперимента.

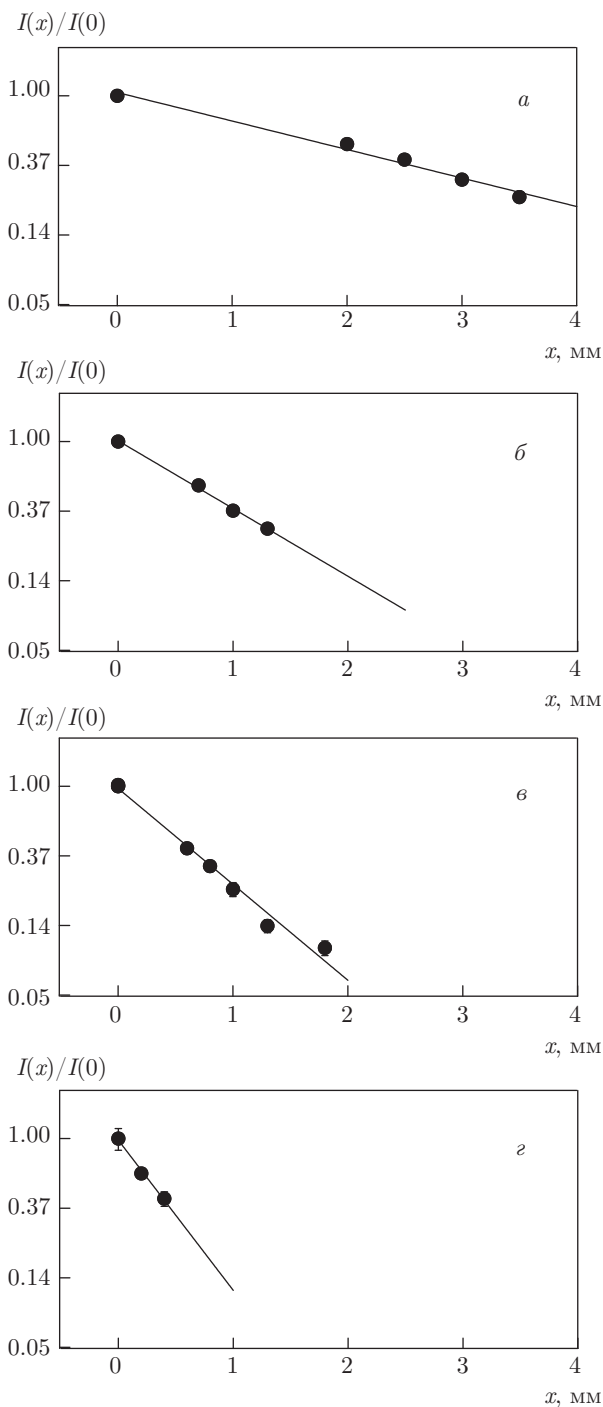


Рис. 11. Нормированные интенсивности микропучка нейтронов в зависимости от длины *x* неосвещенной части поверхности под поглотителем для разной ширины канала: *a* — 180 нм; *b* — 120 нм; *e* — 100 нм; *z* — 80 нм

Мы благодарны рецензенту за указание на недавнюю статью [52], в которой теоретически рассматривается явление локализации холодных нейтронов при распространении в периодиче-

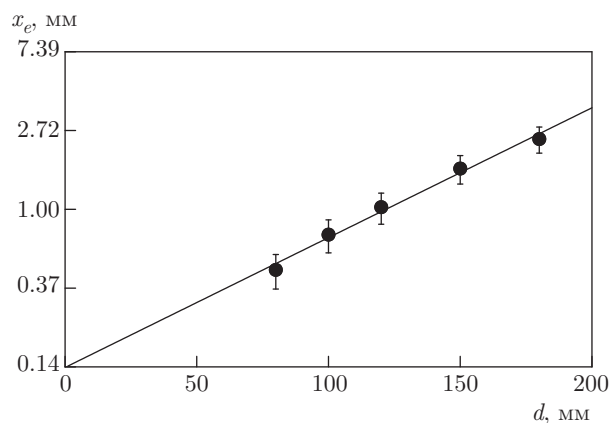


Рис. 12. Длина каналирования нейтронов (в масштабе натурального логарифма) в зависимости от ширины волноводного канала. Точки — эксперимент, линия — подгонка экспоненциальной функцией

ской структуре в геометрии нормального падения нейтронов на слой. В ней тоже рассчитывается резонансное усиление амплитуды волновой функции нейтронов.

Благодарности. Авторы признательны В. К. Игнатовичу за полезные обсуждения, а также В. Л. Аксёнову и Ю. В. Никитенко за интерес к теме исследований.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке научного проекта ОИЯИ-Румыния № 323/21.05.2018, пункты 89 и 90.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ott, in *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics*, Springer Ser. Optical Sci. **137**, 113 (2008).
2. V. K. Ignatovich and F. Radu, *Phys. Rev. B* **64**, 205408 (2001).
3. F. Radu and V. K. Ignatovich, *Physica B* **292**, 160 (2000).
4. А. В. Антонов, А. И. Исаков, В. И. Микеров, С. А. Старцев, *Письма в ЖЭТФ* **20**, 632 (1974).
5. А. А. Серёгин, *ЖЭТФ* **73**, 1634 (1977).
6. К.-А. Steinhäuser, A. Steyerl, H. Scheckenhofer, and S. S. Malik, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1306 (1980).
7. A. Steyerl, T. Ebisawa, К.-А. Steinhäuser, and M. Utsuro, *Z. Phys. B* **41**, 283 (1981).
8. И. В. Бондаренко, В. И. Боднарчук, С. Н. Балашов, П. Гельтенборг, А. Г. Кляйн, А. В. Козлов, Д. А. Корнеев, С. В. Масалович, В. Г. Носов, А. И. Франк, П. Хогхой, А. Чиммино, *ЯФ* **62**, 775 (1999).
9. M. Maaza and D. Hamidi, *Phys. Rep.* **514**, 177 (2012).
10. Ю. В. Никитенко, *ЭЧАЯ* **40**, 1682 (2009).
11. L. J. Norton, E. J. Kramer, R. A. L. Jones, F. S. Bates, H. R. Brown, G. P. Felcher, and R. Kleb, *J. de Phys. II* **44**, 367 (1994).
12. M. Wolff, F. Adlmann, J. Dura, A. Devishvili, G. Palsson, and B. Toperverg, Report on the Conf. “*Trends and Perspectives in Neutron Instrumentation: Probing Structure and Dynamics at Interfaces and Surfaces*”, 10–13 October 2017, Tutzing, Germany.
13. H. Zhang, P. D. Gallagher, S. K. Satija, R. M. Lindstrom, R. L. Paul, T. P. Russell, P. Lambooy, and E. J. Kramer, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3044 (1994).
14. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu, Yu. M. Gledenov, and P. V. Sedyshev, *Physica B* **276–278**, 946 (2000).
15. S. P. Pogossian, *J. Appl. Phys.* **102**, 104501 (2007).
16. В. Л. Аксёнов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **8**, 10 (2000).
17. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, *Physica B* **397**, 68 (2007).
18. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, *Eur. Phys. J. Special Topics* **167**, 87 (2009).
19. E. Kentzinger, U. Rucker, B. Toperverg, and T. Bruckel, *Physica B* **335**, 89 (2003).
20. F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, and H. Zabel, *Physica B* **335**, 63 (2003).
21. F. Radu, M. Etzkorn, R. Siebrecht, T. Schmitte, K. Westerholt, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **67**, 134409 (2003).
22. Yu. N. Khaydukov, V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, K. N. Zhernenkov, B. Nagy, A. Teichert, R. Steitz, A. Rühm, and L. Bottyán, *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 961 (2011).
23. Yu. Khaydukov, A. M. Petrzehik, I. V. Borisenko, A. Kalabukhov, D. Winkler, T. Keller, G. A. Ovsyannikov, and B. Keimer, *Phys. Rev. B* **96**, 165414 (2017).
24. R. E. de Wames and S. K. Sinha, *Phys. Rev. B* **7**, 197 (1973).

25. S. P. Pogossian, A. Menelle, H. Le Gall, J. Ben-Youssef, and J. M. Desvignes, *J. Appl. Phys.* **83**, 1159 (1998).
26. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, and I. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055507 (2002).
27. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, N. K. Pleshakov, and J. Major, *Physica B* **406**, 2463 (2011).
28. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 3 (2015).
29. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **154**, 698 (2018).
30. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. A* **915**, 54 (2019).
31. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, A. Thiaville, *ФТТ* **56**, 63 (2014).
32. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, and J. Major, *Crystallography Rep.* **56**, 1207 (2011).
33. P. Thibaudeau, F. Ott, A. Thiaville, V. Dubuget, and F. Duverger, *Europhys. Lett.* **93**, 3700 (2011).
34. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **150**, 1094 (2016).
35. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vazquez, *Nucl. Instrum. Meth. A* **788**, 29 (2015).
36. Y. P. Feng, C. F. Majkrzak, S. K. Sinha, D. G. Wiesler, H. Zhang, and H. W. Deckman, *Phys. Rev. B* **49**, 10814 (1994).
37. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, *Physica B* **297**, 101 (2001).
38. S. P. Pogossian, H. Le Gall, and A. Menelle, *J. Magn. Magn. Mater.* **152**, 305 (1996).
39. A. Rühm, S. V. Kozhevnikov, F. Ott, F. Radu, and J. Major, *Nucl. Instrum. Meth. A* **708**, 83 (2013).
40. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, and F. Radu, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 38 (2016).
41. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, Chen Luo, Kai Chen, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. A* **927**, 87 (2019).
42. F. Radu, R. Abrudan, I. Radu, D. Schmitz, and H. Zabel, *Nature Comm.* **3**, 715 (2012).
43. С. В. Кожевников, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЭЧАЯ* **49**, 582 (2018).
44. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, and F. Radu, *J. Magn. Magn. Mater.* **402**, 83 (2016).
45. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, and F. Radu, *J. Appl. Crystallogr.* **45**, 814 (2012).
46. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, and E. M. Semenova, *Physica B* **508**, 12 (2017).
47. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, *ЖЭТФ* **144**, 733 (2013).
48. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксёнов, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **10**, 3 (2014).
49. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. A* **875**, 177 (2017).
50. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **152**, 1192 (2017).
51. С. В. Кожевников, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **153**, 712 (2018).
52. В. А. Беляков, *ЖЭТФ* **151**, 1160 (2017).