ЖЭТФ, 2025, том 167, вып. 1, стр. 66–78 © 2025

КАНАЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ

С. В. Кожевников [a*], ***Ю. Н. Хайдуков*** [b,c,d]

[a] *Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка,*
Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия

[b] *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,*
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

[c] *Max Planck Institut fur Festkorperforschung*
D-70569, Stuttgart, Germany

[d] *Max Planck Society Outstation at FRM-II*
D-85747, Garching, Germany

Поступила в редакцию 8 мая 2024 г.,
после переработки 3 июня 2024 г.
Принята к публикации 10 июня 2024 г.

Трехслойный волновод преобразует обычный коллимированный пучок нейтронов в узкий расходящийся микропучок. Исследуется распространение нейтронов в волноводе с внешними магнитными слоями. Регистрируется интенсивность нейтронного микропучка, выходящего из торца среднего немагнитного слоя. Экспериментально определяется длина каналирования нейтронов в зависимости от знака поляризации падающего пучка.

DOI: 10.31857/S0044451025010067

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронное рассеяние является мощным неразрушающим методом исследования магнитных структур, полимеров и биологических объектов благодаря особым свойствам нейтронов: наличию собственного магнитного момента, высокой проникающей способности и изотопной чувствительности. Свойства нейтронного и рентгеновского излучения сильно различаются, поэтому их часто используют в качестве взаимодополняющих методов. Например, поляризованные пучки нейтронов являются уникальным инструментом изучения магнитных материалов в объеме вещества, что недоступно для рентгеновского излучения из-за его низкой проникающей способности.

Ширина нейтронного пучка определяет пространственное разрешение и масштаб исследуемых объектов. Обычная ширина пучка в нейтронном эксперименте составляет величину от 0.1 до 10 мм. Для изучения локальных микроструктур в масштабе десятков микрометров необходимо иметь очень узкие пучки нейтронов. С этой целью разрабатываются различные фокусирующие устройства (параболические зеркальные нейтроноводы, преломляющие линзы, изогнутые кристаллы-монохроматоры и др.) [1], которые способны сжать нейтронный пучок до 50 мкм. Меньшей ширины пучка не удается достичь из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов и технологией их обработки. Другой проблемой этих устройств является то, что они не могут эффективно выделить «чистый» микропучок. Например, параболические зеркальные нейтроноводы формируют пучок, сильно структурированный в пространстве, преломляющие линзы фокусируют лишь 20–30% начального пучка, а капиллярные линзы имеют большой фон. В работе [2] рассчитан профиль микропучка после диафрагмы из лезвий поглощающего нейтроны кристалла $Gd_2Ga_5O_{12}$

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

(или GGG). Получено, что микропучок имеет центральную часть размером около 100 мкм и крылья, ширина которых меняется от 10 до 20 мкм. Там же продемонстрирован способ получения микропучка при полном зеркальном отражении нейтронов от кремниевой подложки. Метод обладает несомненными преимуществами: высокой интенсивностью порядка 1000 нейтр./с, низким фоном около 2 нейтр./мин и возможностью использовать времяпролетную технику. Но практически достижимая ширина микропучка при длине волны нейтронов 4.0 Å и ширине кремниевой подложки 8 мм все еще составляет величину около 30 мкм.

Рекордсменами по минимальной ширине нейтронного микропучка являются трехслойные волноводы (рис. 1). Принцип их действия состоит в следующем. Коллимированный пучок нейтронов с угловой расходимостью $\delta\alpha_i$ падает в вакууме (среда 0) на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i. Потом нейтроны туннельным образом проходят через тонкий верхний слой (среда 1) толщиной $a = 5$–20 нм и попадают в средний слой (среда 2) шириной $d = 100$–200 нм. Затем нейтроны практически полностью отражаются от сравнительно толстого нижнего слоя (среда 3), напыленного на толстую подложку (например, стекло). Далее часть нейтронов туннелирует через верхний слой и выходит из волновода в направлении зеркально отраженного пучка $\alpha_f = \alpha_i$. Другая часть нейтронов отражается от верхнего тонкого слоя 1 и возвращается обратно в средний слой 2. В результате многократного отражения нейтроны распространяются вдоль среднего слоя как в канале и выходят из его торца в виде микропучка с расходимостью $\delta\alpha_f$. Основной вклад в угловую расходимость микропучка $\delta\alpha_f$ вносит дифракция Фраунгофера $\delta\alpha_F$ на узкой щели шириной d, которой является волноводный канал: $\delta\alpha_F \propto \lambda/d$. Здесь λ — длина волны нейтронов.

К настоящему времени слоистые нейтронные волноводы довольно хорошо изучены. В [3] из торца трехслойного волновода получен неполяризованный микропучок нейтронов, а в [4] — поляризованный. В [5–7] экспериментально определен вклад дифракции Фраунгофера $\delta\alpha_F$ в угловую расходимость микропучка нейтронов. В [2, 8] поляризованный микропучок нейтронов из волновода использован для пространственного сканирования микропроволочки диаметром 190 мкм из аморфного магнитного материала. При расстоянии 1 мм от выхода волновода, длине волны нейтронов 4.0 Å, ширине волноводного канала 150 нм и расходимости микропучка 0.15° расчетная ширина микропучка на месте образца составила 2.6 мкм. При интенсивности микропучка порядка 1 нейтр./с статистически обеспеченные данные были получены за время около 10 ч. Экспериментальная установка подробно описана в [2]. Преимуществами плоских волноводов являются рекордно малая ширина нейтронного микропучка и сравнительно простой способ отделения микропучка от фона. Их очевидными недостатками являются низкая интенсивность и достаточно большая расходимость микропучка. Но ввод в эксплуатацию более мощных нейтронных источников (SNS, ESS, ПИК, ИБР-3) может сделать использование слоистых волноводов более доступным.

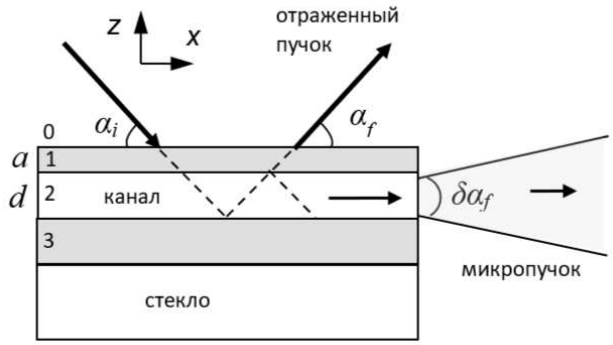

Рис. 1. Принцип действия плоского нейтронного волновода

В плоских волноводах одновременно наблюдается два явления — резонансное усиление нейтронных стоячих волн и каналирование нейтронов. Теория нейтронных резонансов в слоистых волноводах описана в [9]. Введем обозначения

$$k_{0z} = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\alpha_i,$$

$$k_{1z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_1}, \quad k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2},$$

$$k_{0x} = \frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha_i.$$

Здесь ρ_1 — плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов для верхнего слоя 1, ρ_2 — ПДР для волноводного слоя 2. Волновая функция нейтронов имеет общий вид

$$\Psi(k_{0z}, z) = A\exp(ik_{0z}z),$$

где A — амплитуда волновой функции. Тогда получим, что $|\Psi|^2 = |A|^2$. Внутри среднего слоя волновая функция имеет вид

$$\Psi(z) = A\left[\exp(-ik_{2z}z) + R_{23}\exp(ik_{2z}z)\right],$$

где R_{23} — амплитуда отражения волновой функции нейтронов от нижнего слоя 3. Амплитуду A определяют из самосогласованного уравнения для волновой функции нейтронов в слое 2, если начало координат $z = 0$ совместить с границей раздела слоев 1 и 2:

$$A = T_{02} \exp(ik_{2z}d) + R_{21}R_{23} \exp(ik_{2z}2d)A, \quad (1)$$

где T_{02} — амплитуда пропускания волновой функции нейтронов из вакуума 0 в среду 2, R_{21} — амплитуда отражения волновой функции нейтронов в среде 2 от слоя 1. Из самосогласованного уравнения (1) находим

$$|\Psi|^2 = |A|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21}R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|}. \quad (2)$$

Величина $|A|^2$ в уравнении (2) имеет резонансные максимумы при периодических условиях для фазы волновой функции нейтронов:

$$\Phi(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n, \quad (3)$$

где $n = 0,\ 1,\ 2, \ldots$ — порядок резонанса. Если длина волны нейтронов фиксирована, то угол скольжения начального пучка имеет резонансы по углу α_{in}. Если используется метод по времени пролета, то угол скольжения начального пучка фиксирован, а конечный спектр нейтронов имеет резонансы по длине волны λ_n. В [10] на времяпролетном рефлектометре было экспериментально показано, что спектральная ширина нейтронных резонансов увеличивается при увеличении расходимости падающего пучка $\delta\alpha_i$.

Параметр $|A|^2$ является коэффициентом усиления нейтронной плотности внутри среднего слоя, и для различных резонаторов он может достигать величин порядка 10^1–10^3. Слоистые резонаторы используются для усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом [11]. Нейтронные резонансы проявляются как слабые минимумы на коэффициентах зеркального отражения нейтронов и как соответствующие им резонансно усиленные максимумы вторичного характеристического излучения или специфического нейтронного рассеяния. При взаимодействии нейтронов с некоторыми элементами и изотопами в результате ядерных реакций возникает вторичное характеристическое излучение, например, гамма-кванты [12] и альфа-частицы [13]. В [14–17] подробно описаны экспериментальная установка и метод нейтронной рефлектометрии с регистрацией вторичного излучения.

В качестве специфического нейтронного рассеяния в резонаторе могут выступать нейтроны, испытавшие переворот спина при взаимодействии с магнитно-неколлинеарными слоистыми структурами [18–20], некогерентно рассеянные при взаимодействии с водородом [21], незеркально рассеянные на межслойных шероховатостях [22, 23] и доменной структуре [24, 25]. Высокая чувствительность положения нейтронных резонансов по энергии к изменению величины ПДР резонансного слоя была использована для определения малого изменения концентрации водорода в резонаторе [26, 27]. Такие резонаторы могут применяться как датчики в накопителях водорода.

Еще одним видом специфического нейтронного рассеяния является каналирование нейтронов. Нейтронный пучок, который распространяется вдоль среднего слоя, может выходить через поверхность волновода в виде коллимированного пучка обычной ширины или из торца канала в виде узкого расходящегося микропучка (рис. 1). Интенсивности нейтронов обоих пучков имеют резонансные максимумы по энергии. В [28] предложена идея использовать плоские нейтронные волноводы для определения слабой намагниченности пленок величиной порядка 10^2 Гс. В [29, 30] эта идея была реализована экспериментально. В трехслойном волноводе внешние слои были немагнитными, а исследуемые ферримагнитные пленки $TbCo_5$ [29] и $TbCo_{11}$ [30] выполняли роль среднего волноводного слоя. Величина намагниченности определяется напрямую по разнице положений резонансов порядка $n = 0$ для поляризации падающего пучка «+» и «−». При этом регистрация микропучка позволяет эффективно отделить полезный сигнал от фона, источником которого являются зеркально отраженный, преломленный и прошедший мимо образца пучки. В настоящей работе рассмотрен волновод, в котором внешние слои являются магнитными, а средний слой — немагнитным (рис. 2). В таких волноводах коэффициент усиления нейтронной плотности внутри волноводного канала зависит от проекции спина нейтронов «+» или «−» на направление вектора намагниченности. В [31] предложена идея управлять цепной реакцией деления урана внутри немагнитного волноводного слоя с помощью перемагничивания внешних слоев приложенным магнитным полем. При этом должен меняться параметр x_e экспоненциального затухания нейтронной плотности, который называется длиной каналирования.

В [32] было теоретически показано, что при распространении нейтронов вдоль волноводного канала нейтронное волновое поле затухает как $\exp(-x/x_e)$, где x — расстояние под неосвещенной поверхностью

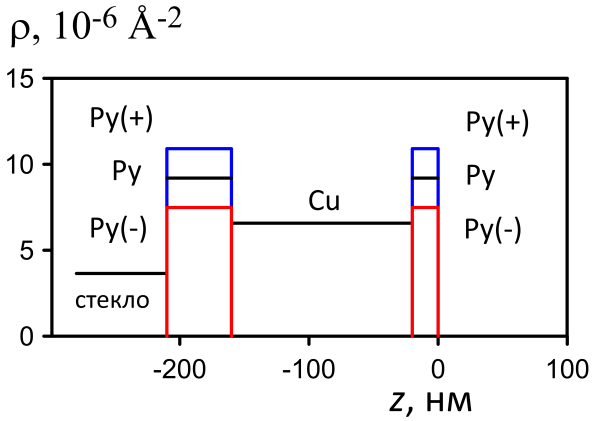

Рис. 2. ПДР волновода с магнитными внешними слоями в зависимости от координаты z в направлении перпендикулярно слоям. Обозначение для пермаллоя Py(+) отвечает поляризации пучка нейтронов «+» и намагниченности пленки 7.2 кГс, Py(−) — поляризации «−» и намагниченности пленки 7.2 кГс, а Py — неполяризованному пучку и размагниченному образцу

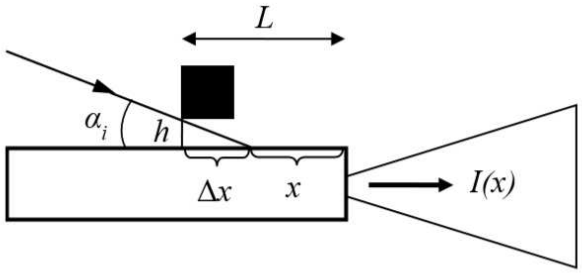

Рис. 3. Схема эксперимента по определению длины каналирования нейтронов с помощью скользящего бруска поглотителя

волновода. Было получено выражение для длины каналирования нейтронов:

$$x_e = \frac{k_x d}{k_{2z}\,|\ln|R_{21}R_{23}||}. \tag{4}$$

Если нижний слой достаточно толстый, то можно положить $R_{23} = 1$. Если амплитуда отражения нейтронов от верхнего слоя близка к единице, $R_{21} \approx \approx 1$, то коэффициент прохождения нейтронов через верхний слой

$$T = |T_{20}| = 1 - |R_{21}|$$

является малым параметром, $T \ll 1$. Тогда можно записать приближенное выражение

$$|\ln|R_{21}R_{23}|| \approx |\ln(1-T)| \approx T.$$

В этом случае получим упрощенное выражение для длины каналирования нейтронов:

$$x_e \approx \frac{k_x d}{k_{2z} T}. \tag{5}$$

Длину каналирования нейтронов можно определить экспериментально. На поверхность волновода ближе с выходному краю наносится полоска из поглощающего нейтроны материала, под которым образуется неосвещенная нейтронами область длиной x. Затем с помощью поглотителя изменяется длина неосвещенной области x и измеряется интенсивность микропучка из торца волновода $I(x)$. Для нормировки регистрируется интенсивность микропучка без поглотителя $I(x=0)$. Из теории каналирования [32] следует, что интенсивность микропучка нейтронов из торца волноводного канала экспоненциально затухает с ростом длины неосвещенной поверхности волновода x:

$$I(x)/I(x=0) = \exp(-x/x_e). \tag{6}$$

Из экспериментальной зависимости интенсивности микропучка (6) определяют длину каналирования нейтронов x_e, которая для различных волноводов может составлять величину 0.5–5.0 мм.

В качестве поглотителя нейтронов используются различные материалы: порошок Gd_2O_3, пластины из Cd или бруски из бораля (алюминия с карбидом бора). На рис. 3 показана экспериментальная схема со скользящим бруском из бораля. Из-за кривизны бруска между ним и поверхностью волновода образуется воздушная прослойка высотой h порядка 10 мкм. Это приводит к тому, что часть поверхности волновода под поглотителем длиной Δx около 1.5 мм освещается падающим пучком нейтронов. В эксперименте регистрируется интенсивность микропучка нейтронов $I(L)$ в зависимости от расстояния L от выходного края волновода до переднего края поглотителя. Координата $L = \Delta x + x$ содержит в себе длину освещенной части Δx и неосвещенной части x поверхности волновода под поглотителем. С помощью преобразования координат $x = L - \Delta x$ определяется зависимость интенсивности микропучка от длины неосвещенной поверхности образца, $I(x)$. Для нормировки используется интенсивность микропучка нейтронов при полностью освещенной поверхности волновода, $I(x=0)$. Величину Δx не нужно знать заранее, она получается автоматически в процессе обработки экспери-

ментальных данных. Более подробно процедура обработки данных будет описана в разд. 3.

В [33] представлена экспериментальная установка и обсуждаются различные способы измерения длины каналирования нейтронов. Сравниваются два поглотителя нейтронов — скользящий брусок из бораля и порошок Gd_2O_3. Преимущество порошка состоит в низком фоне в микропучке и более простой обработке экспериментальных данных, поскольку воздушный зазор между поверхностью и порошком отсутствует. Недостатки порошка: 1) при замене поглотителя с новой шириной x впустую тратится большое время; 2) его практически невозможно использовать при длине каналирования нейтронов менее 1 мм.

Преимущества скользящего бруска: 1) положение легко контролировать с хорошей точностью с помощью микрометрического винта; 2) на изменение положения бруска тратится гораздо меньше времени; 3) его можно использовать для определения малой величины длины каналирования менее 1 мм. Недостатками скользящего бруска являются более высокий фон в микропучке по сравнению с порошковым поглотителем и более сложная обработка данных.

В той же работе [33] экспериментально показано, что параметр экспоненциального затухания нейтронной плотности в геометрии отражения меньше, чем длина каналирования нейтронов в геометрии микропучка из торца канала.

Впервые явление каналирования нейтронов в трехслойных волноводах наблюдалось в геометрии отражения [34]. Впервые длина каналирования нейтронов в геометрии микропучка из торца волновода была экспериментально измерена в [35] с поглощающим порошком на поверхности. В [36] были проведены эксперименты по каналированию нейтронов с пластинкой Cd на поверхности образца. В [37] приведен обзор работ по исследованию и применению плоских нейтронных волноводов: расчеты показали, что длина каналирования нейтронов (5) зависит от порядка резонанса $n = 0,\ 1,\ 2\ldots$ и параметров волновода — толщины верхнего слоя a, ширины канала d и глубины потенциальной ямы ПДР $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$. Получено, что

$$\ln x_e \propto a, \quad \ln x_e \propto d, \quad \ln x_e \propto \Delta\rho$$

для резонанса порядка $n = 0$ и

$$x_e \propto 1/(n+1)$$

для первых трех порядков резонансов $n = 0, 1, 2$. В экспериментах со скользящим бруском определена длина каналирования нейтронов в зависимости от порядка резонанса и толщины верхнего слоя [38], от ширины волноводного канала [39] и от глубины потенциальной ямы для нескольких волноводов [40]. Полученные экспериментальные результаты подтвердили предсказания теории.

В настоящей работе экспериментально определяется длина каналирования нейтронов в волноводе с магнитными внешними слоями, в котором глубина потенциальной ямы изменяется в зависимости от знака поляризации падающего пучка нейтронов.

2. РАСЧЕТЫ

Расчеты были проведены для волновода Py(20 нм)/Cu(140 нм)/Py(50 нм)//стекло. Пермаллой (Py) является магнитным сплавом Fe(20.6 ат.%)Ni(79.4 ат.%) с узкой петлей гистерезиса. На рис. 2 показана ПДР волновода в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям. Здесь обозначения Py(+) и Py(−) соответствуют ПДР намагниченного до насыщения пермаллоя для нейтронов со спинами «+» и «−», а Py отвечает ПДР для полностью размагниченного состояния пермаллоя. Можно видеть, что ПДР пермаллоя меняется в зависимости от знака спина нейтронов. Для расчетов намагниченность слоев пермаллоя равна 7.2 кГс. Длина волны нейтронов равна 4.26 Å. На рис. 4 приведена рассчитанная величина квадрата модуля волновой функции нейтронов $|\Psi|^2$ в зависимости от угла скольжения падающего пучка α_i и координаты z в направлении, перпендикулярном слоям. Рис. 4 *а* соответствует поляризации падающего пучка «+», или UP, на рис. 4 *б* показан расчет для неполяризованного падающего пучка, NM, а рис. 4 *в* соответствует поляризации падающего пучка «−», или DO. Можно видеть резонансы порядков $n = 0,\ 1,\ 2\ldots$, наиболее интенсивные из которых находятся в области полного отражения ниже горизонтальной штриховой линии. Коэффициент усиления нейтронной плотности достигает 30 для поляризации UP и резонанса $n = 0$. Также можно заметить, что двумерные карты нейтронной плотности отличаются для различной поляризации пучка нейтронов. При уменьшении глубины потенциальной ямы волновода положение резонансов смещается в меньшие углы скольжения падающего пучка, расстояние между резонансами уменьшается, и величина максимумов резонансов также уменьшается.

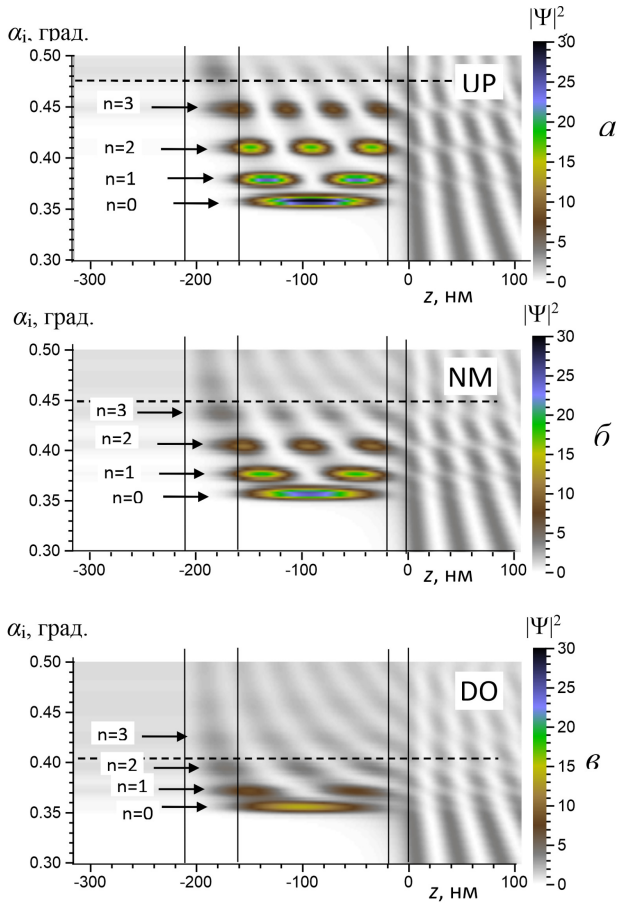

Рис. 4. Рассчитанный квадрат модуля волновой функции нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка и координаты в направлении перпендикулярно слоям при различной поляризации начального пучка: *а* — UP; *б* — неполяризованный пучок NM; *в* — DO. Длина волны нейтронов 4.26 Å

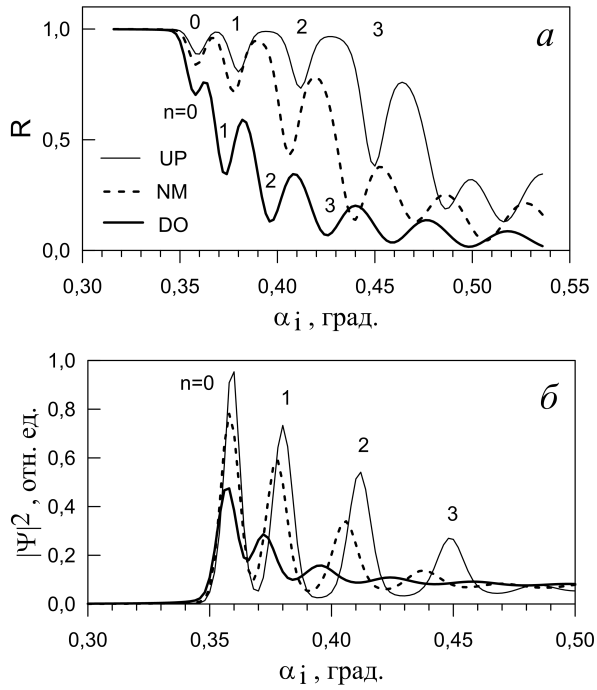

Рис. 5. Расчеты: *а* — коэффициент зеркального отражения нейтронов для поляризации UP (тонкая линия) и DO (штриховая линия) и для неполяризованного пучка NM (толстая линия) в зависимости от угла скольжения падающего пучка; *б* — квадрат модуля волновой функции нейтронов для поляризаций UP и DO и для неполяризованного пучка NM в зависимости от угла скольжения падающего пучка

На рис. 5 *а* приведены коэффициенты зеркального отражения нейтронов для поляризации UP (тонкая линия), неполяризованного пучка NM (штриховая линия) и поляризации DO (толстая линия) в зависимости от угла скольжения падающего пучка. Видно, что область полного отражения смещается в сторону меньших углов скольжения для неполяризованного пучка NM и поляризации пучка DO по сравнению с поляризацией пучка UP. При этом в области полного отражения наблюдаются минимумы коэффициентов отражения, которые отвечают резонансам $n = 0,\ 1,\ 2\ldots$

На рис. 5 *б* показан квадрат модуля волновой функции нейтронов $|\Psi|^2$ (в относительных единицах), проинтегрированный по координате z внутри волноводного канала, в зависимости от угла сколь-

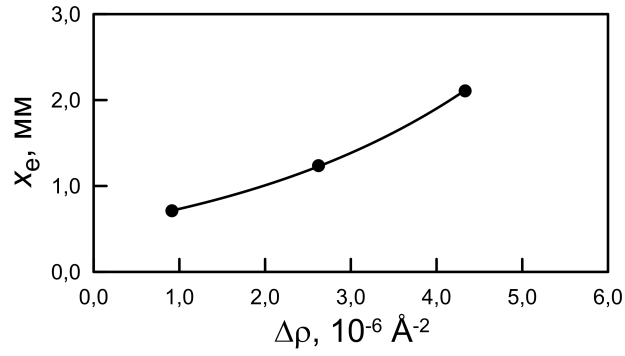

Рис. 6. Рассчитанная длина каналирования нейтронов как функция глубины потенциальной ямы волновода при различной поляризации падающего пучка

жения падающего пучка. Можно видеть максимумы, соответствующие резонансам $n = 0,\ 1,\ 2\ldots$ Если величину максимума резонанса порядка $n = 0$ для поляризации UP принять за 1.0, то максимум для неполяризованного пучка составляет 0.8, а для поляризации DO равен 0.4. Таким образом, квадрат модуля волновой функции нейтронов $|\Psi|^2$ зависит от глубины потенциальной ямы волновода.

На рис. 6 приведена длина каналирования нейтронов резонанса порядка $n = 0$ в зависимости от глубины потенциальной ямы волновода, рассчитанная для длины волны нейтронов 4.26 Å по формуле (5). Точками показан расчет, а линией — подгонка экспоненциальной функцией. Видно, что длина каналирования нейтронов растет экспоненциально с ростом глубины потенциальной ямы волновода. Таким образом, предварительные расчеты предсказывают экспоненциальный рост квадрата модуля волновой функции нейтронов и длины каналирования нейтронов с увеличением глубины потенциальной ямы волновода.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проведены на рефлектометре поляризованных нейтронов NREX (реактор FRM II, Garching, Germany) [41]. Плоскость образца располагается горизонтально, поэтому поглотитель в виде бруска из бораля лежит свободно на поверхности волновода. Размеры стеклянной подложки образца Py(20 нм)/Cu(140 нм)/Py(50 нм)//стекло равны $30 \times 30 \times 5$ мм^3. Размеры бруска поглотителя равны $1 \times 1 \times 38$ мм^3. Длина волны нейтронов равна 4.26 Å. В режиме поляризованного пучка разрешение по длине волны равно 1.5%, угловая расходимость падающего пучка 0.006°. Угловое разрешение ^{3}He-газового двумерного позиционно-чувствительного детектора равно 0.072°. Поляризующая эффективность поляризатора в виде одиночного суперзеркала равна 97%. Поляризатор используется в геометрии пропускания. Внешнее магнитное поле напряженностью 1.0 кЭ приложено параллельно плоскости образца для намагничивания пленки до насыщения. Ширина первой диафрагмы равна 0.25 мм. Расстояние от первой диафрагмы до образца составляло 2200 мм, а от образца до детектора — 2400 мм. Пространственное разрешение детектора равно 3.0 мм. Перед образцом на расстоянии 200 мм располагалась вторая диафрагма шириной 0.7 мм, назначение которой состояло в уменьшении фона.

Размагниченное состояние образца достигалось во внешнем магнитном поле +3 Э, приложенном вдоль плоскости пленки. Это значение поля было найдено из петли гистерезиса, полученной с помощью измерения степени поляризации зеркально отраженного пучка. При определении длины каналирования нейтронов в размагниченном волноводе использовался режим неполяризованного пучка, для чего поляризатор убирался из пучка. Ширина первой диафрагмы была равна 0.35 мм. Разрешение по длине волны нейтронов составляло 2.0%, угловая расходимость падающего пучка была равна 0.009°.

На рис. 7 *а* приведены коэффициенты зеркального отражения нейтронов для поляризации «+» (светлые точки) и «−» (темные точки). Линиями показаны результаты подгонки (толщина слоев в нм, величина ядерной части ПДР в Å^{-2}, намагниченность слоев в кГс):

$$\mathrm{PyO}\,(2.3\,\text{нм},\ 7.67\cdot10^{-6}\,\text{Å}^{-2})/$$
$$/\mathrm{Py}\,(19.5\,\text{нм},\ 8.83\cdot10^{-6}\,\text{Å}^{-2},\ 7.0\,\text{кГс})/$$
$$/\mathrm{Cu}\,(132.0\,\text{нм},\ 6.58\cdot10^{-6}\,\text{Å}^{-2})/$$
$$/\mathrm{Py}\,(48.0\,\text{нм},\ 8.56\cdot10^{-6}\,\text{Å}^{-2},\ 7.2\,\text{кГс})//$$
$$//\text{стекло}\,(2.63\cdot10^{-6}\,\text{Å}^{-2}).$$

В результате подгонки определено, что намагниченность верхнего слоя пермаллоя равна 7.0 кГс, а намагниченность нижнего слоя равна 7.2 кГс. На рис. 7 *б* показан коэффициент зеркального отражения неполяризованного пучка нейтронов от размагниченного образца. Видно, что подгонка с нулевой намагниченностью слоев пермаллоя хорошо описывает экспериментальные данные.

На рис. 8 *а* приведена интенсивность микропучка нейтронов без поглотителя на поверхности в зависимости от угла скольжения падающего пучка для начальной поляризации «+» (светлые символы) и «−» (темные символы) при полностью освещенной поверхности волновода. Индексами $n = 0,\ 1,\ 2\ldots$ отмечены резонансы соответствующих порядков. Можно заметить, что максимум интенсивности микропучка в резонансе порядка $n = 0$ (за вычетом фона) для начальной поляризации «−» примерно в два раза ниже максимума интенсивности для поляризации «+». Резонансы более высоких порядков $n = 1,\ 2,\ 3$ хорошо видны для поляризации «+». Для поляризации «−» заметен небольшой пик резонанса $n = 1$, который значительно смещен в меньшие углы относительно резонанса $n = 1$ для поляризации «+». Интенсивность более высоких порядков

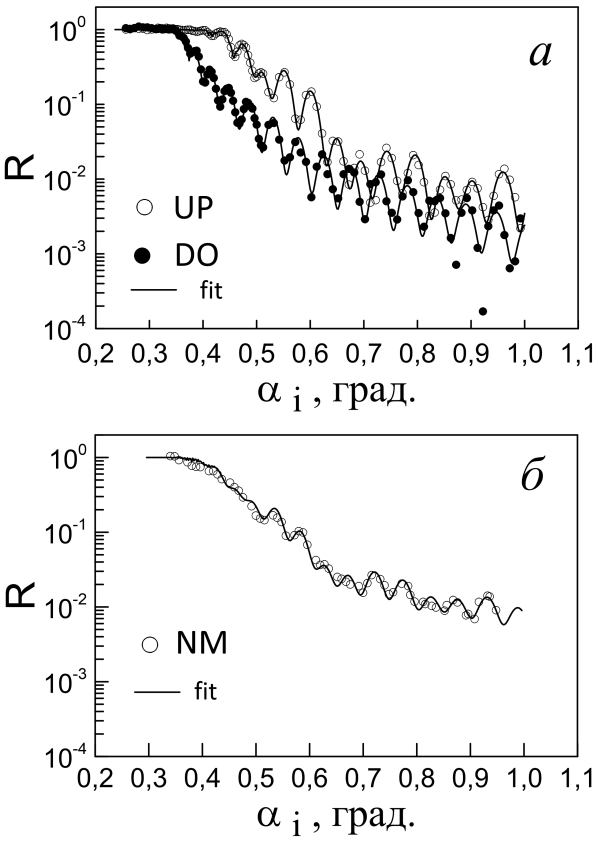

Рис. 7. Коэффициенты зеркального отражения нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка (точки — эксперимент, линии — подгонка): *а* — поляризованный пучок UP и DO; *б* — неполяризованный пучок NM

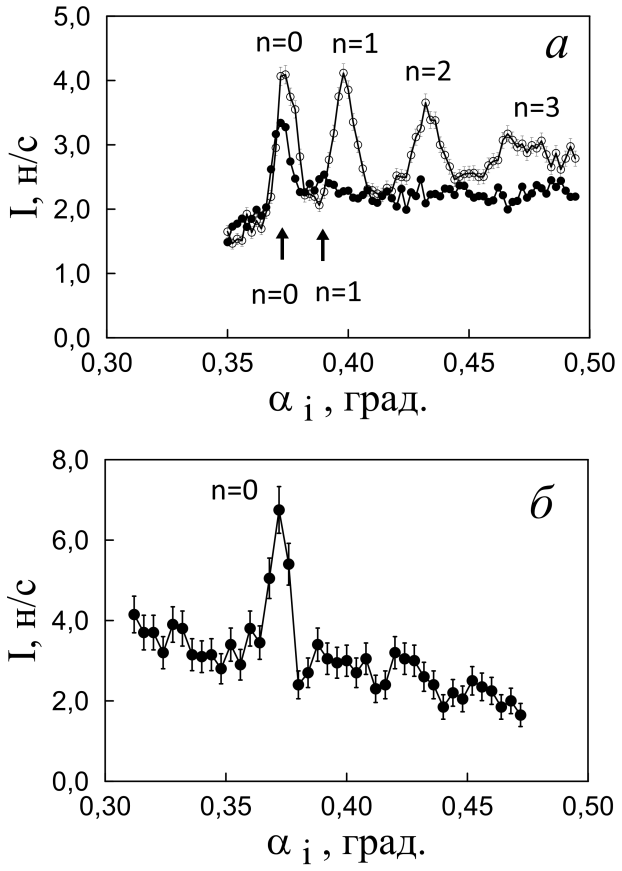

Рис. 8. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка: *а* — поляризация падающего пучка UP (светлые символы) и DO (темные символы); *б* — неполяризованный пучок

резонансов для поляризации «−» мала, поэтому пики не видны.

На рис. 8 *б* показана интенсивность микропучка нейтронов без поглотителя на поверхности размагниченного образца в зависимости от угла скольжения падающего неполяризованного пучка нейтронов. Можно хорошо видеть пик нейтронного микропучка резонанса порядка $n = 0$. Для нормировки измеряется интенсивность микропучка $I\,(x = 0)$ с поглотителем на самом краю выходного торца волновода, когда поверхность волновода полностью освещается падающим пучком нейтронов. При этом основная часть зеркально отраженного пучка блокируется поглотителем, что приводит к уменьшению уровня фона в районе микропучка примерно в 2 раза. Эта точка отвечает положению поглотителя относительно выходного края волновода $L = 1$ мм.

На рис. 9 приведена интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего поляризованного пучка UP для положения бруска поглотителя относительно выходного края волновода 1.0, 1.5, 2.5, 3.5, 4.0 мм. Эти данные были получены и опубликованы в нашей работе [38]. Видно, что интенсивность микропучка уменьшается при движении бруска от края волновода.

Далее был исследован размагниченный образец. На рис. 10 показана интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего неполяризованного пучка нейтронов NM для положения бруска поглотителя относительно выходного края волновода 1.0, 2.3, 2.7 мм. Можно заметить, что интенсивность микропучка уменьшается с ростом расстояния от выходного края волновода до переднего края поглотителя.

На рис. 11 приведена интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего поляризованного пучка DO для положения бруска поглотителя относительно выходного края

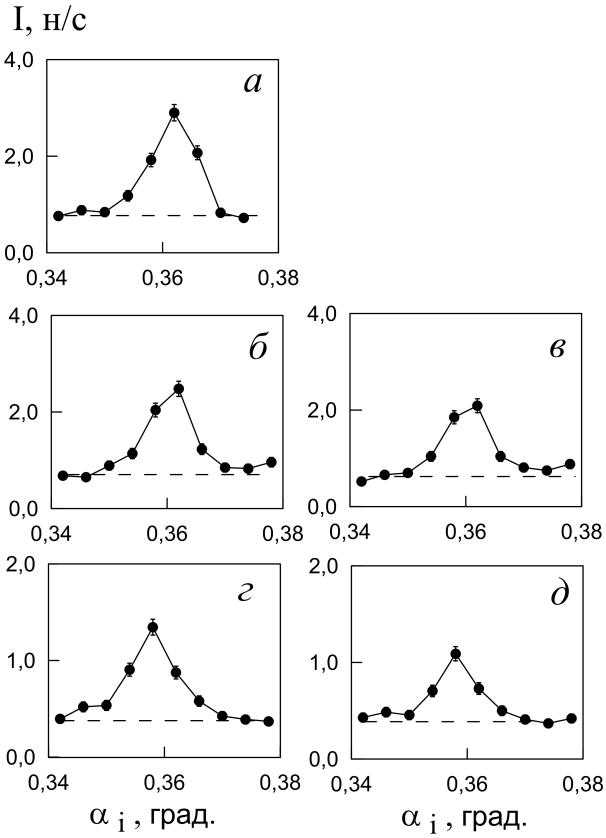

Рис. 9. Интенсивность микропучка для поляризации UP в зависимости от угла скольжения падающего пучка при различном расстоянии L между передним краем поглотителя на поверхности и выходным краем волновода: *а* — 1.0 мм; *б* — 1.5 мм; *в* — 2.5 мм; *г* — 3.5 мм; *д* — 4.0 мм. Штриховой линией показан уровень фона. Данные получены в работе [38]

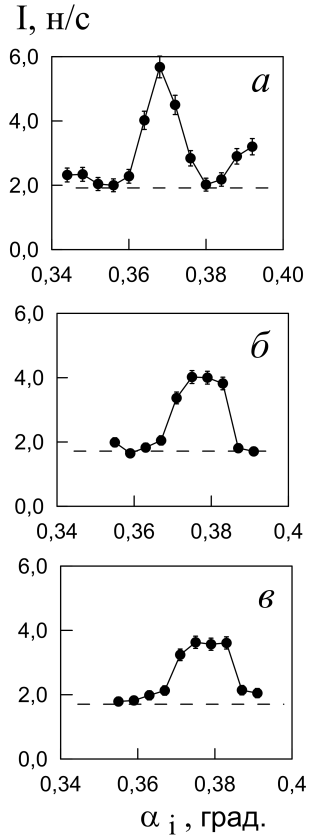

Рис. 10. Интенсивность микропучка в неполяризованной моде в зависимости от угла скольжения падающего пучка при различном расстоянии L между передним краем поглотителя на поверхности и выходным краем волновода: *а* — 1.0 мм; *б* — 2.3 мм; *в* — 2.7 мм. Штриховой линией показан уровень фона

волновода 1.0, 1.7, 1.9, 2.2, 2.4 мм. Можно видеть, что интенсивность микропучка уменьшается с ростом расстояния от выходного торца волновода до переднего края бруска.

На рис. 12 представлена нормированная интенсивность микропучка нейтронов $I(L)/I(x = 0)$ в масштабе натурального логарифма в зависимости от расстояния L от выходного края волновода до переднего края бруска поглотителя (верхняя шкала и светлые символы) для падающего поляризованного пучка UP (*а*), неполяризованного пучка NM и размагниченного образца (*б*) и поляризованного пучка DO (*в*). Здесь учитывается условие $I(L = 1 \text{ мм}) = I(x = 0)$.

Можно видеть, что экспериментальные точки при расстоянии $L > 1$ мм укладываются на одну прямую, которая пересекает уровень 1.00 в точке $L^{'}$. Вертикальные ошибки определяются статистическими ошибками интенсивности микропучка нейтронов. Обработка данных проводится следующим образом. Точка нормированной интенсивности при $L = 1$ мм помещается в начало координат $x = 0$ по оси абсцисс. Затем все оставшиеся точки на прямой по координате L (светлые символы) сдвигаются по оси абсцисс на одну величину $L^{'}$ так, чтобы прямая через все точки по координате $x = L - L^{'}$ (темные символы и нижняя шкала) проходила через начало координат $x = 0$ по оси абсцисс. При этом величина сдвига $L^{'}$ зависит от точности начальной установки бруска поглотителя относительно выходного торца волновода и величины воздушного зазора между бруском и поверхностью волновода. Тогда прямая линия $\ln[I(x)/I(x = 0)] = -x/x_e$ пересекает уровень 0.37 по оси ординат в точке x_e, которая и есть экспериментальная величина длины

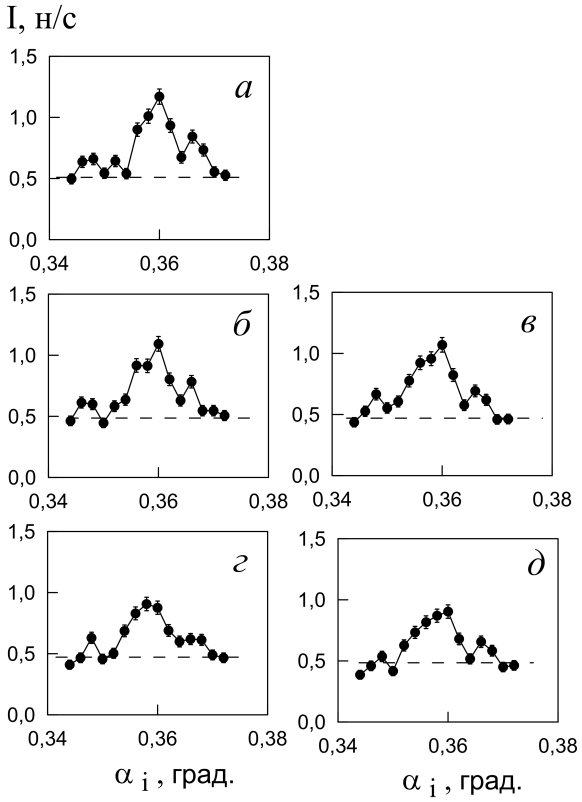

Рис. 11. Интенсивность микропучка для поляризации DO в зависимости от угла скольжения падающего пучка при различном расстоянии L между передним краем поглотителя на поверхности и выходным краем волновода: *а* — 1.0 мм; *б* — 1.7 мм; *в* 1.9 — мм; *г* — 2.2 мм; *д* — 2.4 мм. Штриховой линией показан уровень фона

каналирования нейтронов. Ошибка длины каналирования нейтронов определяется крайними траекториями, проходящими через экспериментальные точки с учетом статистической ошибки интенсивности микропучка. Можно заметить, что самая большая длина каналирования нейтронов наблюдается для поляризации начального пучка UP (рис. 12 *а*). Затем длина каналирования уменьшается для неполяризованного пучка NM и размагниченного образца (рис. 12 *б*). А самая маленькая длина каналирования наблюдается для поляризации DO (рис. 12 *в*).

Длина освещенной области поверхности под поглотителем Δx на рис. 3 равна величине $L^{'}$, которая возникает в процессе обработки данных. Это момент, когда брусок только начинает частично закрывать поверхность волновода от падающего пучка. Тогда из равенства $\Delta x = L^{'}$ можно для справки оценить величину воздушного зазора под бруском: $h \approx \alpha_i \Delta x$.

На рис. 13 приведена экспериментальная величина длины каналирования нейтронов в зависимости от глубины ПДР волновода $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$. Точки — эксперимент, линия — подгонка экспоненциальной функцией по методу наименьших квадратов. Можно видеть, что экспериментальные данные описываются экспоненциальной зависимостью. Это качественно подтверждает предварительные расчеты по теории каналирования. Количественное сравнение теории и эксперимента зависит от точности определения реальных параметров структуры (толщины оксидного слоя, толщин слоев, ПДР и намагниченности слоев), но небольшое отличие экспериментально полученных параметров структуры от номинальных значений не должно менять характер зависимости длины каналирования нейтронов от глубины потенциальной ямы волновода. Теория каналирования была экспериментально проверена нами ранее [35]. Рассчитанная длина каналирования нейтронов с уточненными параметрами волновода Fe/Cu/Fe//стекло была равна экспериментально полученной величине в пределах статистической ошибки.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотренный магнитный волновод Py/Cu/Py можно использовать в двух направлениях. Во-первых, как поляризатор для создания поляризованного микропучка нейтронов в экспериментах по исследованию магнитных микроструктур. Из соотношения интенсивностей микропучка поляризаций UP и DO для резонанса порядка $n = 0$ (рис. 8 *а*) следует, что поляризующая эффективность волновода составляет 0.3. В обзоре [37] подробно обсуждаются различные поляризующие и неполяризующие магнитные волноводы. Например, волновод Fe(20 нм)/Cu(140 нм)/Fe(50 нм)//стекло обладает поляризующей эффективностью 0.6 для резонанса $n = 0$. Поляризующая эффективность магнитного волновода Fe(20 нм)/Co(150 нм)/Fe(50 нм)//Si достигает 1.0. Магнитные волноводы обладают существенным недостатком. Из-за большой расходимости микропучка исследуемый образец должен располагаться на расстоянии порядка 1 мм от выхода волновода. В такой схеме эксперимента трудно разделить магнитное поле на волноводе и на образце. Наиболее практичной является комбинация рефлектометра поляризованных нейтронов и немагнитного волновода [42]. В этой конфигурации высокая поляризации микропучка создается

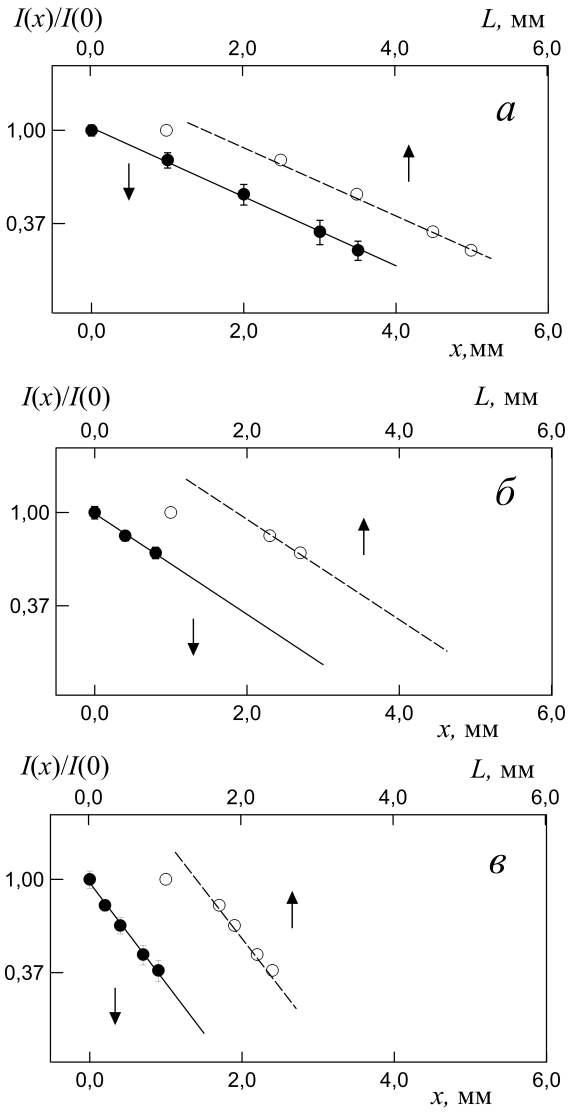

Рис. 12. Нормированная интенсивность микропучка в масштабе натурального логарифма как функция положения поглотителя L (светлые символы и верхняя шкала) и длины неосвещенной поверхности волновода x (темные символы и нижняя шкала) для различной поляризации падающего пучка: $а$ — UP; $б$ — NM; $в$ —DO

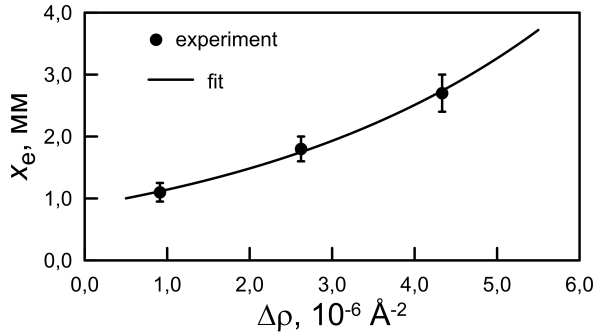

Рис. 13. Длина каналирования нейтронов в зависимости от глубины ПДР волновода при различной поляризации падающего пучка. Точки — эксперимент, линия — подгонка методом наименьших квадратов

обычным способом, а магнитное поле на образце никак не влияет на работу немагнитного волновода. Именно схема с немагнитным волноводом была использована в эксперименте с магнитной микропроволочкой [2, 8]. Таким образом, немагнитные волноводы имеют преимущество перед магнитными в экспериментах по изучению магнитных микроструктур с помощью поляризованного микропучка нейтронов.

Второй способ использования магнитных нейтронных волноводов — это контролируемая цепная реакция деления урана. В работе [31] высказана идея, что с помощью перемагничивания внешних магнитных слоев приложенным магнитным полем можно изменять нейтронную плотность в среднем немагнитном слое. Если поместить внутрь немагнитного слоя уран, то можно управлять реакцией деления урана с помощью внешнего магнитного поля. Подходящими кандидатами для этого метода являются магнитные волноводы Py/Cu/Py и Fe/Cu/Fe. Предпочтительным является волновод Fe/Cu/Fe, у которого поляризующая эффективность в два раза выше. Но в настоящей работе мы исследовали волновод Py/Cu/Py. У него для поляризации падающего пучка DO еще сохраняется неглубокая потенциальная яма ПДР, поэтому было возможно экспериментально измерить длину каналирования нейтронов для этой поляризации. Очевидно, что немагнитные волноводы не подходят для задачи управления цепной реакцией деления, так как они не реагируют на магнитное поле.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе был исследован нейтронный волновод Py/Cu/Py//стекло с внешними магнитными слоями. Величина ПДР магнитного слоя зависит от знака поляризации падающего пучка нейтронов. Предварительные расчеты по теории резонансов в слоистых наноструктурах показали, что квадрат модуля волновой функции нейтронов внутри волновода растет с увеличением глубины потенциальной ямы ПДР. А расчеты по теории каналирования в

плоских волноводах предсказали экспоненциальный рост длины каналирования нейтронов с ростом глубины потенциальной ямы ПДР.

Экспериментально определена длина каналирования нейтронов для поляризации падающего пучка нейтронов UP и DO для намагниченного до насыщения образца и неполяризованного падающего пучка NM для полностью размагниченного образца. Получено, что длина каналирования нейтронов экспоненциально растет с ростом глубины ПДР. Таким образом, экспериментальные результаты подтверждают предсказания теории каналирования нейтронов в слоистых наноструктурах.

Благодарности. Авторы признательны Т. Келлеру (T. Keller) и Ф. Раду (F. Radu) за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Ott, *Focusing Optics for Neutrons,* in: *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics*, Springer Series in Optical Sciences **137**, 113 (2008).

2. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vazquez, Nucl. Instrum. and Meth. A **788**, 29 (2015).

3. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Hoghoj, and I. Anderson, Phys. Rev. Lett. **88**, 055507 (2002).

4. S. V. Kozhevnikov, A. Ruhm, F. Ott, N. K. Pleshanov, and J. Major, Physica B **406**, 2463 (2011).

5. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, Письма в ЖЭТФ **102**, 3 (2015).

6. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ф. Раду, ЖЭТФ **154**, 698 (2018).

7. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, Nucl. Instrum. and Meth. A **915**, 54 (2019).

8. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, and A. Thiaville, Физика Твердого Тела **56**, 63 (2014).

9. F. Radu and V. K. Ignatovich, Physica B **292**, 160 (2000).

10. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, ЖЭТФ **150**, 1094 (2016).

11. Ю. В. Никитенко, Физика элементарных частиц и атомного ядра **40**, 1682 (2009).

12. H. Zhang, P. D. Gallagher, S. K. Satija, R. M. Lindstrom, R. L. Paul, T. P. Russell, P. Lambooy, E. J. Kramer, Phys. Rev. Lett. **72**, 3044 (1994).

13. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu, Yu. M. Gledenov, and P. V. Sedyshev, Physica B **276–278**, 946 (2000).

14. В. Д. Жакетов, К. Храмко, А. В. Петренко, Ю. Н. Хайдуков, А. Чик, Ю. Н. Копач, Н. А. Гундорин, Ю. В. Никитенко, В. Л. Аксенов, Поверхность **6**, 10 (2021).

15. В. Д. Жакетов, А. В. Петренко, С. Н. Вдовичев, В. В. Травкин, А. Чик, Ю. Н. Копач, Ю. М. Гледенов, Э. Сансарбаяр, Н. А. Гундорин, Ю. В. Никитенко, В. Л. Аксенов, Поверхность **6**, 20 (2019).

16. Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, Н. А. Гундорин, Ю. М. Гледенов, В. Л. Аксенов, Кристаллография **60**, 518 (2015).

17. В. Л. Аксенов, В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Физика элементарных частиц и атомного ядра **54**, 898 (2023).

18. В. Л. Аксенов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, Поверхность **8**, 10 (2000).

19. Yu. Khaydukov, A. M. Petrzhik, I. V. Borisenko, A. Kalabukhov, D. Winkler, T. Keller, G. A. Ovsyannikov, and B. Keimer, Phys. Rev. B **96**, 165414 (2017).

20. Yu. N. Khaydukov, D. Lenk, V. Zdravkov, R. Morari, T. Keller, A. S. Sidorenko, L. R. Tagirov, R. Tidecks, S. Horn, and B. Keimer, Phys. Rev. B **104**, 174445 (2021).

21. M. Wolff, A. Devishvili, J. A. Dura, F. A. Adlmann, B. Kitchen, G. K. Pálsson, H. Palonen, B. B. Maranville, Ch. F. Majkrzak, and B. P. Toperverg, Phys. Rev. Lett. **123**, 016101 (2019).

22. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, Physica B **397**, 68 (2007).

23. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, Eur. Phys. J. Special Topics **167**, 87 (2009).

24. E. Kentzinger, U. Rucker, B. Toperverg, and T. Bruckel, Physica B **335**, 89 (2003).

25. F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, and H. Zabel, Physica B **335**, 63 (2003).

26. L. Guasco, Y. N. Khaydukov, S. Pütter, L. Silvi, M. Paulin, T. Keller, and B. Keimer, Nature Commun. **13**, 1486 (2022).

27. A. Perrichon, A. Devishvili, K. Komander, G. K. Pálsson, A. Vorobiev, R. Lavén, M. Karlsson, and M. Wolff, Phys. Rev. B **103**, 235423 (2021).

28. S. P. Pogossian, H. Le Gall, and A. Menelle, J. Magn. Magn. Mater. **152**, 305 (1996).

29. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, and F. Radu, Письма в ЖЭТФ **103**, 38 (2016).

30. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, Chen Luo, Kai Chen, and F. Radu, Nucl. Instrum. and Meth. A **927**, 87 (2019).

31. S. P. Pogossian, J. Appl. Phys. **102**, 104501 (2007).

32. V. K. Ignatovich and F. Radu, Phys. Rev. B **64**, 205408 (2001).

33. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, Nucl. Instrum. and Meth. A **875**, 177 (2017).

34. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, Physica B **297**, 101 (2001).

35. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, ЖЭТФ **144**, 733 (2013).

36. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксенов, Поверхность **10**, 3 (2014).

37. С. В. Кожевников, Физика элементарных частиц и атомного ядра **50**, 284 (2019).

38. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **152**, 1192 (2017).

39. С. В. Кожевников, Т. Келлер, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **155**, 590 (2019).

40. С. В. Кожевников, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **153**, 712 (2018).

41. Yu. N. Khaydukov, O. Soltwedel, and T. Keller, J. Large Scale Research Facilities A **38**, 1-4 (2015).

42. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, and J. Major, Crystallography Rep. **56**, 1207 (2011).