

УГЛОВАЯ РАСХОДИМОСТЬ НЕЙТРОННОГО МИКРОПУЧКА ИЗ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА

С. В. Кожеевников^{}, А. В. Петренко*

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

Поступила в редакцию 28 июня 2024 г.,
после переработки 21 ноября 2024 г.
Принята к публикации 26 ноября 2024 г.

Трехслойный волновод преобразует обычный коллимированный пучок нейтронов в узкий расходящийся пучок микронной ширины. Исследуется угловая расходимость нейтронного микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего начального пучка. Приводятся экспериментальные результаты, полученные на времяпролетном рефлектометре РЕМУР импульсного реактора ИБР-2 в Дубне.

DOI: 10.31857/S0044451025040042

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние нейтронов является мощным неразрушающим методом исследования полимеров, биологических объектов и магнитных структур благодаря высокой проникающей способности, изотопной чувствительности и наличию собственного магнитного момента. 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 или на большой глубине от поверхности, что недоступно для рентгеновского излучения из-за его низкой проникающей способности.

Ширина нейтронного пучка определяет пространственное разрешение и масштаб исследуемых объектов. Обычная ширина пучка нейтронов составляет величину от 0.1 до 10 мм, а для изучения локальных микроструктур необходимы очень узкие пучки шириной менее 100 мкм. С этой целью на протяжении многих лет разрабатываются различные фокусирующие устройства (преломляющие линзы, параболические зеркальные нейтронноводы, изогнутые кристаллы-монокроматоры и др.) [1], которые способны сжать нейтронный пучок до 50 мкм. Мень-

шей ширины пучка не удается достичь из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов и технологией их обработки. Еще одной проблемой этих фокусирующих устройств является то, что они не могут эффективно выделить «чистый» микропучок. Например, преломляющие линзы фокусируют только 20–30% начального пучка, капиллярные линзы имеют большой фон, а параболические зеркальные нейтронноводы формируют пучок, сильно структурированный в пространстве.

В [2] был рассчитан ожидаемый профиль микропучка после диафрагмы из лезвий поглощающего нейтроны кристалла $Gd_2Ga_5O_{12}$ (или GGG). Было получено, что при ширине центральной части микропучка около 100 мкм остаются крылья, ширина которых меняется от 10 до 20 мкм в зависимости от положения лезвий поглотителя в начальном пучке. В той же работе [2] был экспериментально продемонстрирован способ формирования микропучка при полном зеркальном отражении нейтронов от кремниевой подложки. Метод обладает следующими преимуществами: высокой интенсивностью нейтронов порядка 1000 нейтр./с, низким фоном около 2 нейтр./м и возможностью использовать времяпролетную технику. Но при этом практически достижимая ширина микропучка для длины волны нейтронов $\lambda = 4 \text{ \AA}$ и ширины кремниевой подложки 8 мм все еще составляет величину около 30 мкм.

Рекордно узкий нейтронный микропучок можно получить с помощью трехслойного вол-

^{*} E-mail: kozhevn@nf.jinr.ru

новода. На рис. 1а показана геометрия эксперимента, а на рис. 1б приведена плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов ρ в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям волновода со структурой Ni₆₇Cu₃₃(20 нм)/Cu(150)/Ni₆₇Cu₃₃(50)//Si (подложка). Здесь Ni(67 ат.%)Cu(33 ат.%) является немагнитным сплавом при комнатной температуре и обладает самой высокой величиной ПДР среди немагнитных материалов. Средний слой Cu имеет относительно низкое значение ПДР. Таким образом, трехслойный волновод представляет собой резонансную структуру с ПДР в виде потенциальной ямы. Принцип действия слоистого волновода состоит в следующем. Коллимированный пучок нейтронов с угловой расходимостью $\delta\alpha_i$ порядка 0.01° падает в вакууме (среда 0) на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i величиной около $0.2-0.4^\circ$. Затем 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. Потом нейтроны практически полностью отражаются от сравнительно толстого нижнего слоя (среда 3), напыленного на толстую подложку. Далее часть нейтронов туннелирует через верхний слой и выходит из волновода в направлении 4 зеркально отраженного пучка при угле скольжения $\alpha_i = \alpha_f$. 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 волноводном канале (канализуют), и выходят из его торца в виде узкого расходящегося микропучка 5 под углом, который совпадает с углом скольжения отраженного пучка α_f .

В рефлектометрическом эксперименте углы скольжения пучков определяются по пространственным координатам на детекторе, который располагается на расстоянии примерно 5 м от позиции образца. Пространственное разрешение детектора составляет около 2.0 мм. В эксперименте регистрируются прямой и зеркально отраженный пучки. Затем по их положению на детекторе рассчитывается угол скольжения падающего пучка относительно плоскости поверхности образца. Середина волноводного слоя находится на расстоянии порядка 100 нм от поверхности пленки. Это малое смещение координат на детекторе соответствует относительному изменению углов скольжения на величину порядка 10^{-5} . Такую малую разницу углов при существующем пространственном разрешении

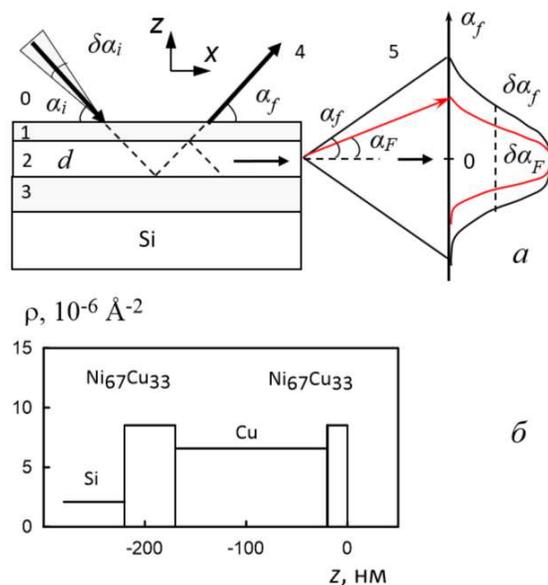


Рис. 1. а — Геометрия эксперимента с волноводом: среда 0 — вакуум, среда 1 — тонкий верхний слой, среда 2 — средний волноводный слой шириной d , среда 3 — толстый нижний слой, 4 — зеркально отраженный пучок, 5 — микропучок. Угол микропучка из торца волновода α_f совпадает с углом скольжения пучка, отраженного от поверхности волновода, α_F — угол дифракции Фраунгофера при нулевой расходимости падающего пучка нейтронов. б — Плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов для волновода Ni₆₇Cu₃₃(20 нм)/Cu(150)/Ni₆₇Cu₃₃(50)//Si в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям

детектора заметить невозможно. Поэтому углы рассеянных пучков α_f , которые отсчитываются от плоскости образца и от середины волноводного слоя, мы считаем одинаковыми по величине.

Микропучок нейтронов выходит из торца волноводного слоя под углом α_f с угловой расходимостью $\delta\alpha_f$ около 0.1° , которую можно считать умеренной. Эта величина больше, чем при высоком угловом разрешении порядка 0.01° в методе рефлектометрии. Но она сравнима с величиной угловой расходимости падающего пучка в рефлектометрии или малоугловом рассеянии, когда угловое разрешение намеренно ухудшается для увеличения интенсивности нейтронов. Угловой расходимости микропучка достаточно, например, для метода ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании через магнитную микроструктуру. В этом случае длина пути нейтронов в магнитном веществе увеличивается из-за расходимости микропучка на пренебрежимо малую относительную величину порядка 10^{-6} .

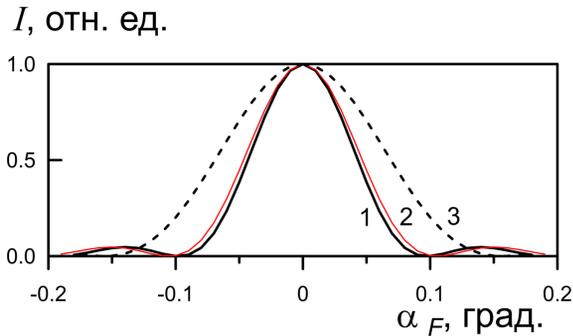


Рис. 2. Расчет интенсивности микропучка в зависимости от угла дифракции Фраунгофера при фиксированной ширине волноводного канала 147 нм и длине волны нейтронов 2.5 Å (кривая 1), 2.7 Å (кривая 2) и 4.0 Å (кривая 3)

Основной вклад в угловую расходимость микропучка вносит дифракция Фраунгофера на узкой щели, которой является выход волноводного канала. Обозначим α_F угол дифракции Фраунгофера, под которым выходит микропучок нейтронов из торца волноводного слоя без учета угловой расходимости падающего пучка нейтронов (рис. 1а). Тогда должны выполняться условия $\alpha_f(\delta\alpha_i = 0) = \alpha_F$ и $\delta\alpha_f(\delta\alpha_i = 0) = \delta\alpha_F$, где $\delta\alpha_f$ — угловая расходимость микропучка с учетом угловой расходимости падающего пучка, а $\delta\alpha_F$ — угловая расходимость микропучка из-за дифракции Фраунгофера при нулевой расходимости падающего пучка.

При однородном распределении нейтронной плотности по ширине волноводного канала можно найти нормированную интенсивность микропучка нейтронов по известным формулам дифракции Фраунгофера на узкой щели:

$$I = \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad (1)$$

$$\beta = \frac{1}{2} k_0 d \sin \alpha_F \approx \frac{\pi d \alpha_F}{\lambda}, \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\alpha_F \ll 1$ и $\sin \alpha_F \approx \alpha_F$.

На рис. 2 показан расчет нормированной интенсивности (1), (2) в зависимости от угла дифракции при фиксированной ширине волноводного канала 147 нм и длине волны нейтронов 2.5 Å (кривая 1), 2.7 Å (кривая 2) и 4.0 Å (кривая 3). Из графического решения уравнения $I(\alpha_F) = 0.5$ можно найти угловую расходимость микропучка $\delta\alpha_F$ (FWHM). Из условия $\beta = \text{const}$ и уравнения (2) следует, что

$$\delta\alpha_F \propto \lambda/d. \quad (3)$$

Таким образом, величина угловой расходимости микропучка при дифракции Фраунгофера на узкой щели растет прямо пропорционально длине волны нейтронов и убывает обратно пропорционально ширине волноводного канала. На рис. 2 видно, что угловая расходимость микропучка (FWHM) увеличивается с ростом длины волны нейтронов. Трехслойные нейтронные волноводы к настоящему времени довольно хорошо исследованы. В [3, 4] из торца волновода получен неполяризованный микропучок нейтронов, а в [5] — поляризованный. Эксперименты [6–8] подтвердили основной вклад дифракции Фраунгофера (3) в угловую расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов и ширины волноводного канала.

Поскольку в экспериментах по отражению нейтронов от зеркал при малых углах скольжения используется щелевая геометрия, сечение микропучка имеет форму узкой длинной полосы. Поляризованный микропучок нейтронов можно использовать для пространственного сканирования квазиодномерных магнитных микроструктур: проволочек, полосовых доменов, литографических решеток, вихрей в сверхпроводниках и др. При этом для сохранения минимальной ширины микропучка необходимо располагать исследуемый образец как можно ближе к выходу волновода. В [2, 9] поляризованный монохроматический микропучок нейтронов с длиной волны 4.0 Å был использован для пространственного сканирования магнитной микропроволочки диаметром 190 мкм. При ширине волноводного канала 150 нм и угловой расходимости микропучка 0.15° его ширина на расстоянии 1 мм от выхода волновода составила 2.6 мкм. При интенсивности микропучка порядка 1 нейтр./с статистически обеспеченные данные были получены за вполне разумное время около 10 ч. Подробно экспериментальная установка описана в работе [2]. Была использована комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [10]. В такой схеме магнитное поле на месте образца никак не влияет на работу немагнитного волновода.

Преимущество плоских волноводов состоит в рекордно малой ширине нейтронного микропучка и сравнительно простом способе 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. Поэтому изучение факторов, влияющих на угловую расходимость микро-

пучка, представляется актуальной задачей. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование угловой расходимости микропучка $\delta\alpha_f$ в зависимости от угловой расходимости падающего на волновод пучка нейтронов $\delta\alpha_i$.

2. НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

В трехслойных нейтронных волноводах одновременно наблюдаются два явления — резонансное усиление нейтронного волнового поля и каналирование нейтронов. Теория резонансов разработана в [11], а теория каналирования — в [12]. Из практических соображений слоистые структуры называют резонаторами, если используется свойство резонансного усиления нейтронной плотности. Если эксплуатируются волноводные свойства, то говорят о плоских волноводах. Введем следующие обозначения:

$$k_{0z} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha_i, \quad k_{1z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_1},$$

$$k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2}, \quad k_{0x} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha_i.$$

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

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

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:

$$A = T_{02} \exp(ik_{2z}d) + R_{21}R_{23} \exp(ik_{2z}2d)A, \quad (4)$$

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 (4) находим

$$|\Psi|^2 = |A|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21}R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|}. \quad (5)$$

Величина $|A|^2$ в уравнении (5) имеет резонансные максимумы при периодических условиях для фазы волновой функции нейтронов:

$$\Phi(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n, \quad (6)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — 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 α_i фиксирован, а конечный спектр нейтронов имеет резонансы по длине волны λ_n .

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. 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 [13], альфа-частицы [14] и продукты деления [15]. Экспериментальная установка и метод нейтронной рефлектометрии с регистрацией вторичного излучения подробно описаны в [16–19].

В качестве специфического нейтронного рассеяния в резонаторе могут выступать нейтроны, испытавшие переворот спина при взаимодействии с магнитно-неколлинеарными слоистыми структурами [20–22], некогерентно рассеянные при взаимодействии с водородом [23], незеркально рассеянные на межслойных шероховатостях [24, 25] и доменной структуре [26, 27]. Высокая чувствительность положения нейтронных резонансов по энергии к изменению величины ПДР резонансного слоя была использована для определения малого изменения концентрации водорода в резонаторе [28, 29]. Такие резонаторы могут применяться как датчики в накопителях водорода. Обзор методов генерации, регистрации и использования нейтронных стоячих волн в слоистых структурах приведен в работе [30].

Еще одним видом специфического нейтронного рассеяния является каналирование нейтронов. Из теории каналирования [12] следует, что при распространении нейтронной волны вдоль волноводного слоя нейтронная плотность затухает как

$\exp(-x/x_e)$. Здесь длина каналирования нейтронов x_e соответствует расстоянию, на котором нейтронная плотность уменьшается в e раз. Длина каналирования нейтронов составляет величину 1–5 мм и зависит от параметров волновода (толщины верхнего слоя, ширины волноводного канала, глубины потенциальной ямы ПДР) и порядка резонанса $n = 0, 1, 2, \dots$. Экспериментальное исследование длины каналирования нейтронов было проведено в работах [31–38]. Экспериментальная установка по определению длины каналирования нейтронов подробно описана в [38]. В [34] приведен обзор работ по исследованию и применению плоских нейтронных волноводов. Например, была предложена [39] и экспериментально реализована [40, 41] идея использовать нейтронные волноводы для определения слабой намагниченности пленок величиной порядка 10^2 Гс.

В [3, 4] проведены расчеты квадрата модуля волновой функции нейтронов при фиксированной длине волны. Показано, что $|\Psi|^2$ для резонансов порядков $n = 0, 1, 2$ имеет соответственно один, два, три максимума. Распределение нейтронной плотности по координате z для резонанса $n = 0$ близко к однородному распределению, а для резонансов более высоких порядков сильно от него отличается. Экспериментальная зависимость интенсивности микропучка от конечного угла α_f описывается дифракцией Фраунгофера с помощью фурье-преобразования волновой функции нейтронов:

$$I_n(\alpha_f) = B \left| \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_n(z) \exp(ik_0 z \sin \alpha_f) dz \right|^2, \quad (7)$$

где B — нормировочный параметр подгонки максимума интенсивности микропучка. В эксперименте использовался коллимированный падающий пучок нейтронов с угловой расходимостью 0.015° . Угловое разрешение монодетектора составляло 0.02° . Нейтронный пучок имел длину волны 4.4 \AA с распределением $\Delta\lambda/\lambda = 0.7\%$. Таким образом, использовался высококоллимированный падающий пучок нейтронов с высокой степенью монохроматичности. Было получено, что экспериментальная зависимость интенсивности микропучка $I_n(\alpha_f)$ описывается расчетами по формуле (7).

В диссертации [42] рассчитано влияние угловой расходимости падающего пучка и спектральной ширины падающего пучка на ширину резонансов и угловую расходимость микропучка при средней длине волны нейтронов 4.4 \AA . Для этого в расчет волновой функции нейтронов внутри волновода, $\Psi(\alpha_i, z)$, вводилось гауссово распределение по углу скольжения

падающего пучка и длине волны нейтронов. Получено, что ширина резонансов по углу скольжения падающего пучка и угловая расходимость микропучка растут с увеличением угловой расходимости и ширины спектрального распределения падающего пучка нейтронов.

В [43] было экспериментально получено, что спектральная ширина резонансов в микропучке нейтронов линейно растет с ростом угловой расходимости падающего пучка нейтронов. Расчеты по теории резонансов [11] качественно подтвердили экспериментальные результаты. В настоящей работе мы исследовали распределение интенсивности микропучка нейтронов по конечному углу в зависимости от угловой расходимости падающего пучка нейтронов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проведен на времяпролетном рефлектометре РЕМУР [44] на импульсном реакторе ИБР-2 (Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна, Россия). Схема эксперимента показана на рис. 1а. Пучок нейтронов падает под малым углом скольжения $\alpha_i = 0.211^\circ$ на поверхность волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(150)/\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}(50)/\text{Si}$ (рис. 1б). Размеры Si-подложки составляют $25 \times 25 \times 1 \text{ мм}^3$. Нейтроны каналируют в среднем слое и выходят из его торца в виде расходящегося микропучка с расходимостью $\delta\alpha_f$. Интенсивность микропучка регистрируется двумерным газовым ^3He позиционно-чувствительным детектором (ПЧД) с пространственным разрешением 2.0 мм. Расстояние от замедлителя до детектора составляет 33940 мм. Полная ширина вспышки реактора на полувысоте (FWHM) равна 280 мкс. С учетом ширины времяпролетного канала ПЧД 128 мкс это соответствует разрешению по длине волны нейтронов 0.0326 \AA . Расстояние от образца до детектора составляет 4940 мм. Угловое разрешение ПЧД равно $\delta\alpha_{det} = 0.0232^\circ$. Перед образцом на расстоянии 3236 мм находится регулируемая диафрагма, ширина которой вместе с проекцией образца на сечение пучка определяет угловую расходимость $\delta\alpha_i$ падающего пучка нейтронов. Прошедший мимо образца и зеркально отраженный пучки частично блокируются поглощающими кадмиевыми пластинами для того, чтобы уменьшить фон в районе микропучка. Используется щелевая геометрия с вертикальным расположением плоскости образца,

поэтому интенсивность нейтронов интегрируется по вертикальной оси.

Характеризация образца была проведена на нейтронном рефлектометре NREX (реактор FRM II, Garching, Germany) [45]. Параметры волновода представлены в работе [35]:

$$\begin{aligned} & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}\text{O} (1.1 \text{ нм}, 3.31 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33} (18.5 \text{ нм}, 8.73 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \\ & \text{Cu} (147.0 \text{ нм}, 6.58 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) / \\ & \text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33} (47.0 \text{ нм}, 8.53 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) // \\ & \text{Si} (2.07 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}). \end{aligned}$$

Здесь толщины слоев указаны в нанометрах, а ПДР — в единицах \AA^{-2} .

В эксперименте регистрируется интенсивность микропучка нейтронов при фиксированном угле скольжения $\alpha_i = 0.211^\circ$ и изменяющейся угловой расходимости падающего пучка нейтронов. На рис. 3 представлена двумерная карта интенсивности нейтронов, зарегистрированная ПЧД, для угловой расходимости падающего пучка $\delta\alpha_i = 0.0053^\circ$. Верхняя горизонтальная полоса соответствует зеркально отраженному пучку, который частично блокирован кадмиевой пластиной. Нижняя горизонтальная полоса отвечает прямому пучку, который также частично блокирован кадмиевой пластиной. Овалами и индексами $n = 0, 1, 2$ показаны микропучки соответствующих порядков резонансов. Видно, что положение резонансов разных порядков различается по длине волны нейтронов. В нижней части карты между направлениями плоскости образца $\alpha_f = 0^\circ$ и прямого пучка $\alpha_f = -0.211^\circ$ находится пучок, который проходит через пленку и преломляется в кремниевой подложке. Угол скольжения преломленного пучка уменьшается с ростом длины волны нейтронов и зависит от ПДР кремния.

На рис. 4 показано распределение интенсивности микропучка нейтронов по конечному углу α_f для резонансов порядка $n = 0$ (рис. 4 а), $n = 1$ (рис. 4 б) и $n = 2$ (рис. 4 в). Угловая расходимость падающего пучка равна $\delta\alpha_i = 0.0053^\circ$. Интенсивность микропучка разных порядков резонансов просуммирована по соответствующим интервалам длин волн. Прямоугольники слева условно показывают положение кадмиевой пластины, которая блокирует прямой пучок, а справа — зеркально отраженный пучок. Можно видеть, что для резонанса порядка $n = 0$ наблюдается один максимум интенсивности с центром в районе плоскости образца $\alpha_f = 0^\circ$. Линией показана простая подгонка пика микропучка гауссовым распределением по методу наименьших квадратов. Для резонанса $n = 1$ видны два пика рядом с отраженным и преломленным пучками, а в направле-

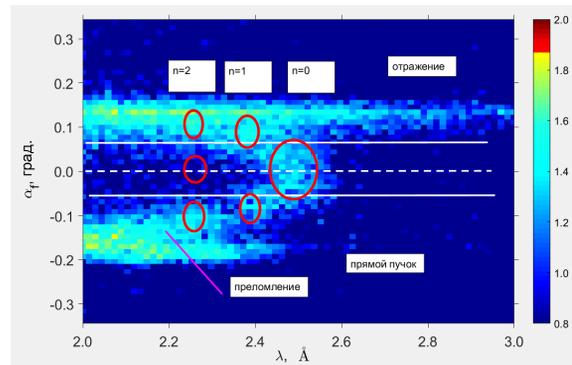


Рис. 3. Двумерная карта интенсивности нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов и угла скольжения рассеянного пучка. Угол скольжения и расходимость падающего пучка равны 0.211° и 0.0053° соответственно. Овалами и индексами $n = 0, 1, 2$ указаны микропучки соответствующих порядков резонансов. Зеркально отраженный и прямой пучки нейтронов частично блокированы кадмиевыми пластинами

нии плоскости образца наблюдается минимум. Для резонанса $n = 2$ также видны два мощных максимума. Но в направлении плоскости образца наблюдается слабый максимум интенсивности, а не минимум, как для резонанса $n = 1$. Распределение интенсивности микропучка по конечному углу α_f является следствием распределения квадрата модуля волновой функции нейтронов по координате z внутри волноводного канала. В работах [3, 4, 6, 7, 35, 36] показано, что экспериментальная зависимость интенсивности микропучка $I_n(\alpha_f)$ при фиксированной угловой расходимости микропучка описывается расчетами (7). В данном случае нас интересует качественная зависимость угловой расходимости микропучка резонанса $n = 0$ (рис. 4 а) от угловой расходимости падающего пучка.

На рис. 5 а показана спектральная интенсивность микропучка нейтронов, просуммированная в широком интервале конечных углов $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$. Угловая расходимость падающего пучка составляет $\delta\alpha_i = 0.0053^\circ$. Можно видеть пики интенсивности на длинах волн, которые соответствуют резонансам порядка $n = 0, 1, 2$. Штриховой линией показан уровень фона. Вертикальной линией проведена граница между пиками резонансов $n = 0$ и $n = 1$. На рис. 5 б приведена интенсивность микропучка, просуммированная в узком интервале конечных углов $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$ (между сплошными горизонтальными линиями на рис. 3). Можно видеть, что пик микропучка резонанса $n = 0$ находится по длине волны нейтронов между 0.245 \AA и 2.600 \AA . Интенсивности

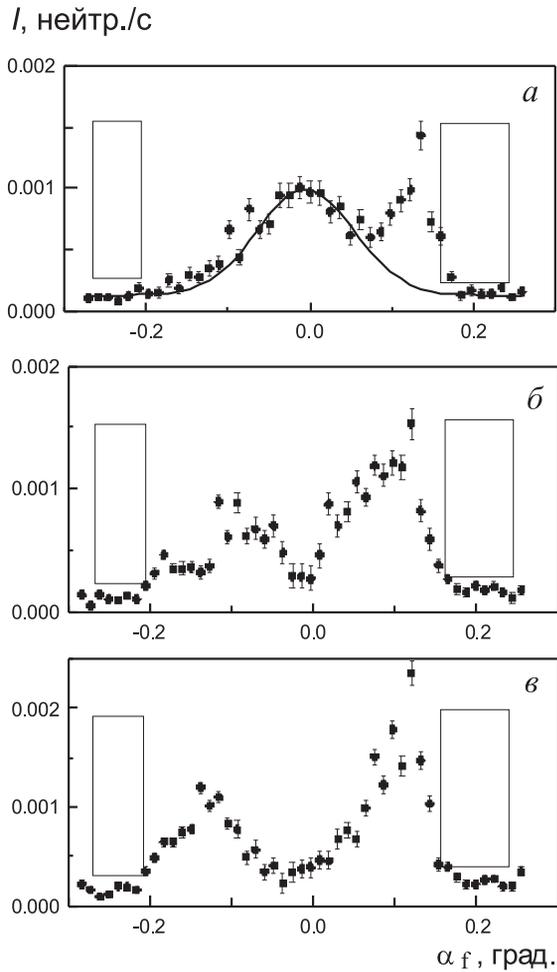


Рис. 4. Интенсивность микропучка в зависимости от конечного угла скольжения при расходимости падающего пучка 0.0053° , просуммированная по интервалам длин волн нейтронов для различных порядков резонанса: *a* — $n = 0$ (точки — эксперимент, линия — подгонка гауссианом по методу наименьших квадратов); *б* — $n = 1$; *в* — $n = 2$. Прямоугольники слева соответствуют положению блокирующей кадмиевой пластины в районе прямого пучка, а справа — в районе зеркально отраженного пучка

микропучков более высоких порядков малы в этом узком интервале конечных углов.

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности микропучка от длины волны нейтронов для различной угловой расходимости падающего пучка. Суммирование интенсивности нейтронов проведено в узком интервале конечных углов $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$. Можно видеть, что при относительно малой угловой расходимости начального пучка (рис. 6 *a*) интенсивность микропучка резонанса $n = 1$ еще мала. Поэтому пик резонанса $n = 0$ хорошо виден. При большой угловой расходимости начального пучка (рис. 6 *б*)

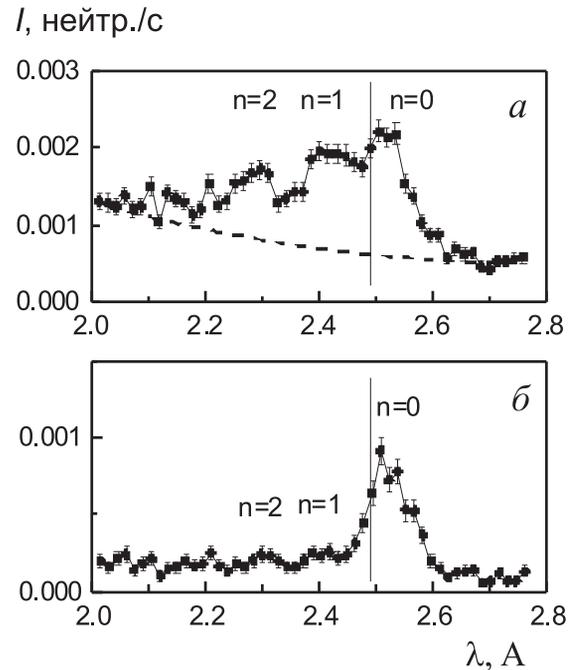


Рис. 5. Интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов при угловой расходимости падающего пучка 0.0053° , просуммированная по разным интервалам конечных углов скольжения вблизи горизонта $\alpha_f = 0^\circ$: *a* — широкий интервал $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$; *б* — узкий интервал $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$. Вертикальная линия — граница между резонансами порядков $n = 0$ и $n = 1$

видны два пика резонансов $n = 1$ и $n = 0$, которые начинают перекрываться. А при самой большой угловой расходимости начального пучка (рис. 6 *в*) микропучки резонансов $n = 1$ и $n = 0$ сильно перекрываются друг с другом. Вертикальная линия показывает границу между пиками резонансов $n = 1$ и $n = 0$.

На рис. 7 показана зависимость спектральной ширины (FWHM) резонанса порядка $n = 0$ от угловой расходимости начального пучка. Можно видеть, что спектральная ширина резонанса порядка $n = 0$ растет линейно с ростом угловой расходимости начального пучка. Результаты на рис. 5–7 получены и подробно обсуждаются в работе [43]. Показано, что расчеты по теории резонансов [11] качественно подтверждают экспериментальные результаты. С помощью экстраполяции зависимости на рис. 7 к нулевой угловой расходимости начального пучка $\delta\alpha_i \rightarrow 0$ с учетом разрешения по длине волны нейтронов была получена экспериментальная величина собственной спектральной ширины резонанса $n = 0$. Эта величина в пределах статистической ошибки совпала с

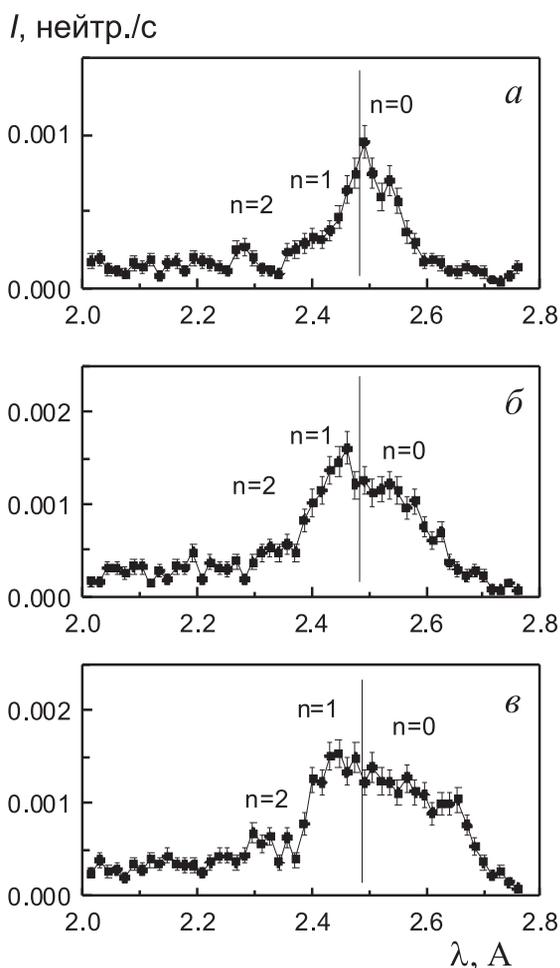


Рис. 6. Интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов, просуммированная по узкому интервалу конечных углов скольжения $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$, для различной угловой расходимости падающего пучка: *a* — 0.0108° ; *б* — 0.0212° ; *в* — 0.0318°

теоретически рассчитанным значением собственной спектральной ширины резонанса порядка $n = 0$.

На рис. 8 представлено распределение интенсивности микропучка нейтронов резонанса порядка $n = 0$ по конечному углу α_f в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Суммирование интенсивности микропучка проведено по интервалу длин волн резонанса $n = 0$ на рис. 5. Прямоугольники показывают положение кадмиевых пластин, которые частично блокируют зеркально отраженный пучок (справа) и прямой пучок (слева). Линией показана подгонка формы пика гауссовой функцией по методу наименьших квадратов. Можно видеть, что ширина пика микропучка увеличивается с ростом угловой расходимости падающего пучка нейтронов. При этом интенсивность микропучка в максимуме

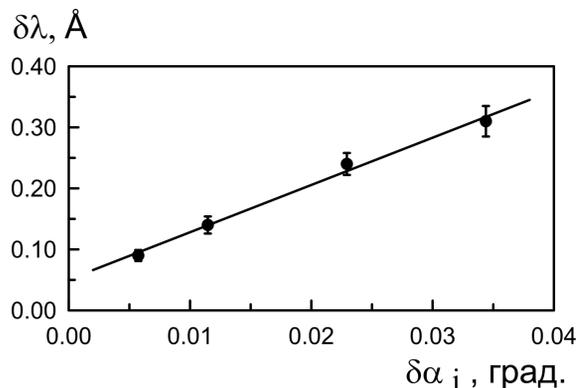


Рис. 7. Спектральная ширина (FWHM) резонанса порядка $n = 0$ в зависимости от угловой расходимости падающего пучка нейтронов. Точки — эксперимент, линия — подгонка по методу наименьших квадратов

уменьшается с увеличением угловой расходимости падающего пучка.

Из экспериментальных данных на рис. 4 *a* и 8 напрямую определена зависимость угловой расходимости микропучка нейтронов (FWHM) от угловой расходимости падающего пучка (рис. 9). Экспериментальная ошибка определяется точностью подгонки пика микропучка гауссовой функцией с учетом статистической ошибки интенсивности микропучка нейтронов. Можно видеть, что угловая расходимость микропучка нейтронов линейно растет с ростом угловой расходимости падающего пучка. Зависимость угловой расходимости микропучка нейтронов от угловой расходимости падающего пучка качественно повторяет линейную зависимость спектральной ширины микропучка.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 9 можно оценить угловую расходимость микропучка при нулевой угловой расходимости падающего пучка $\delta\alpha_i \rightarrow 0$: $\delta\alpha_{f,exp} = 0.096 \pm 0.010^\circ$. Положение резонанса порядка $n = 0$ для угловой расходимости падающего пучка 0.0053° соответствует длине волны нейтронов 2.55 \AA (рис. 5 *б*). Тогда по формулам (1), (2) можно рассчитать вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка (FWHM) при ширине волноводного канала 147 нм : $\delta\alpha_F = 0.090^\circ$. Рассчитанная угловая расходимость микропучка с учетом углового разрешения детектора 0.0232° равна

$$\delta\alpha_{f,c} = \sqrt{(\delta\alpha_F)^2 + (\delta\alpha_{det})^2} = 0.093^\circ.$$

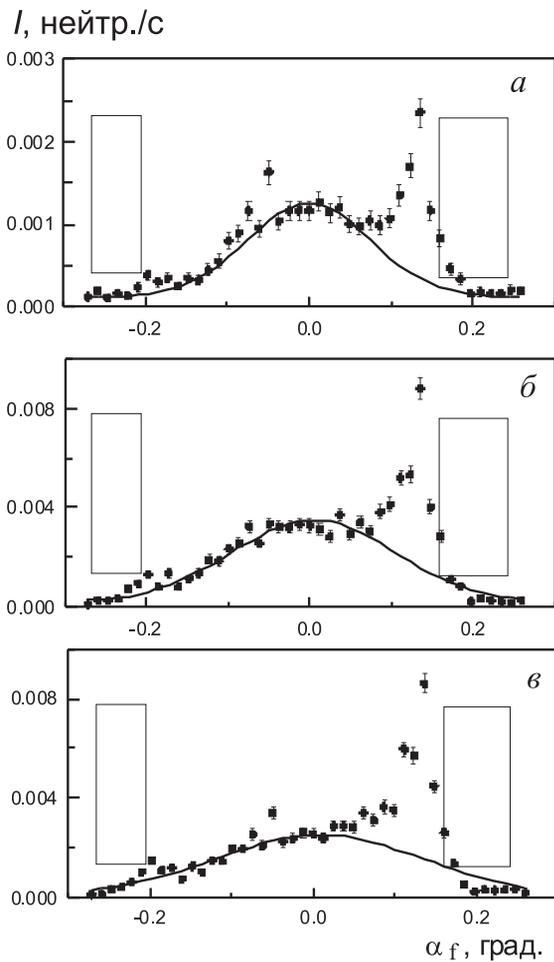


Рис. 8. Интенсивность микропучка в зависимости от конечного угла скольжения, просуммированная по интервалам длин волн в резонансе $n = 0$ на рис. 7, для различной расходимости падающего пучка: $a - 0.0108^\circ$; $б - 0.0212^\circ$; $в - 0.0318^\circ$. Точки — эксперимент, линия — подгонка гауссианом. Прямоугольники — положение блокирующих кадмиевых пластин

Можно видеть, что экспериментальная величина угловой расходимости микропучка в пределах статистической ошибки соответствует величине, рассчитанной по простым формулам дифракции Фраунгофера на узкой щели для однородного распределения нейтронной плотности по ширине щели (1), (2).

Для большой угловой расходимости падающего пучка 0.0318° граница пика резонанса порядка $n = 0$ по длине волны нейтронов находится на 2.70 \AA . Тогда рассчитанный вклад дифракции Фраунгофера для этой длины волны нейтронов равен $\delta\alpha_F = 0.094^\circ$ (рис. 2). Отсюда можно рассчитать угловую расходимость микропучка с учетом углового

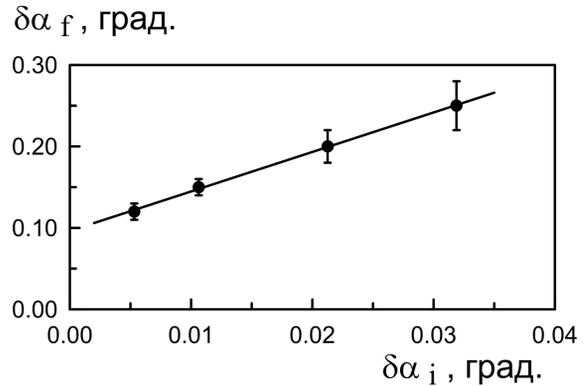


Рис. 9. Угловая расходимость микропучка нейтронов (FWHM) в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Точки — эксперимент, линия — подгонка по методу наименьших квадратов

разрешения ПЧД: $\delta\alpha_{f,c} = 0.105^\circ$. При этом экспериментальная величина угловой расходимости микропучка равна $\delta\alpha_{f,exp} = 0.250 \pm 0.030^\circ$. Видно, что рассчитанная величина гораздо ниже экспериментальной. Разница составляет 58%. Спектральная ширина резонанса порядка $n = 0$ равна $\delta\lambda/\lambda = 12.2\%$, а относительная величина угловой расходимости падающего пучка составляет $\delta\alpha_i/\alpha_i = 15.1\%$. Таким образом, расчет по простым формулам (1), (2) дифракции Фраунгофера для однородного распределения нейтронной плотности по ширине волноводного канала не описывает экспериментальные данные при большой угловой расходимости падающего пучка нейтронов. В этом случае необходимо проводить более сложные расчеты фурье-преобразования волновой функции нейтронов (7) с учетом угловой расходимости падающего пучка нейтронов $\delta\alpha_i$ и ширины резонансов по длине волны нейтронов $\delta\lambda$.

При малой угловой расходимости падающего пучка нейтронов 0.0053° экспериментальная величина угловой расходимости микропучка равна $\delta\alpha_{f,exp} = 0.120 \pm 0.010^\circ$. Рассчитанная угловая расходимость микропучка для длины волны нейтронов 2.60 \AA с учетом углового разрешения детектора составляет величину 0.095° . Разница между экспериментально полученной и рассчитанной величинами равна примерно 20%, а экспериментальная ошибка определения величины угловой расходимости микропучка составляет около 10%. При этом экспериментальные параметры равны $\delta\lambda/\lambda = 3.5\%$ и $\delta\alpha_i/\alpha_i = 2.5\%$. При малой угловой расходимости падающего пучка нейтронов может оказаться, что простой расчет угловой расходимости микропучка будет давать результаты, близкие к экспериментальным значениям.

Таким образом, при высокой коллимации падающего пучка нейтронов для грубой оценки угловой расходимости микропучка нейтронов можно пользоваться простым расчетом дифракции Фраунгофера на узкой щели. При низкой коллимации падающего пучка нейтронов для точного расчета угловой расходимости микропучка необходимо делать расчеты фурье-преобразования волновой функции нейтронов с учетом угловой расходимости падающего пучка и спектральной ширины резонансов.

Исходя из полученных экспериментальных данных на рис. 9 можно дать следующие рекомендации. Для уменьшения угловой расходимости микропучка необходимо уменьшать длину волны нейтронов и увеличивать ширину волноводного канала согласно условиям дифракции Фраунгофера на узкой щели. При умеренной угловой расходимости падающего пучка около 0.015° параметры полученного микропучка являются оптимальными: угловая расходимость микропучка растет еще не так сильно, а интенсивность микропучка в максимуме пика по конечному углу увеличивается примерно в 2 раза.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован трехслойный волновод, который преобразует падающий коллимированный пучок нейтронов в рекордно узкий расходящийся микропучок. В эксперименте определялась угловая расходимость микропучка нейтронов из торца волновода в зависимости от угловой расходимости начального пучка, падающего на поверхность волновода. Получено, что угловая расходимость микропучка линейно растет с увеличением расходимости падающего пучка. При высокой коллимации падающего пучка угловая расходимость микропучка в основном определяется условиями дифракции Фраунгофера на узкой щели. Экстраполяцией полученной зависимости к нулевой расходимости падающего пучка получена экспериментальная оценка угловой расходимости микропучка, которая оказалась близка к расчетной величине по формулам дифракции Фраунгофера для заданной длины волны нейтронов и ширины волноводного канала.

Дальнейший анализ показал, что простое рассмотрение дифракции Фраунгофера на узкой щели с однородным распределением волновой функции нейтронов по ширине волноводного канала не описывает экспериментальные данные с большой угловой расходимостью падающего пучка. В этом случае необходимо проводить расчеты с фурье-

преобразованием волновой функции нейтронов с учетом угловой расходимости падающего пучка нейтронов и ширины резонансов по длине волны нейтронов.

Мы надеемся, что результаты работы будут полезными для более полного понимания явлений нейтронной оптики в слоистых наноструктурах, а также для оптимизации слоистых волноводов при формировании нейтронных микропучков.

Благодарности. Авторы признательны Т. Келлеру (T. Keller), Ф. Раду (F. Radu) и А. И. Франку (A. I. Frank) 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 (2008), vol. 137, p. 113.
2. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vazquez, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **788**, 29 (2015).
3. F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Hoghoj, and I. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055507 (2002).
4. F. Pfeiffer, P. Hoghoj, I. Anderson, and V. Leiner, *Proc. SPIE* **4509**, 79 (2001).
5. S. V. Kozhevnikov, A. Ruhm, F. Ott, N. K. Pleshakov, and J. Major, *Physica B* **406**, 2463 (2011).
6. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 3 (2015).
7. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **154**, 698 (2018).
8. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **915**, 54 (2019).
9. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejon, M. Vazquez, and A. Thiaville, *ФТТ* **56**, 63 (2014).
10. S. V. Kozhevnikov, A. Rühm, and J. Major, *Crystallogr. Rep.* **56**, 1207 (2011).
11. F. Radu and V. K. Ignatovich, *Physica B* **292**, 160 (2000).
12. V. K. Ignatovich and F. Radu, *Phys. Rev. B* **64**, 205408 (2001).
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. Д. Жакетов, К. Храмо, А. В. Петренко, Ю. Н. Хайдуков, А. Чик, Ю. Н. Копач, Н. А. Гундорин, Ю. В. Никитенко, В. Л. Аксенов, *Поверхность*, вып. 6, 10 (2021).
17. 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*, вып. 6, 20 (2019).
18. Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, Н. А. Гундорин, Ю. М. Гледенов, В. Л. Аксенов, *Кристаллография* **60**, 518 (2015).
19. В. Л. Аксенов, В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, *ЭЧАЯ* **54**, 898 (2023).
20. В. Л. Аксенов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, *Поверхность*, вып. 8, 10 (2000).
21. Yu. Khaydukov, A. M. Petrzhek, I. V. Borisenko, A. Kalabukhov, D. Winkler, T. Keller, G. A. Ovsyannikov, and B. Keimer, *Phys. Rev. B* **96**, 165414 (2017).
22. 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).
23. M. Wolff, A. Devishvili, J. A. Dura, F. A. Adlmann, B. Kitchen, G. K. Palsson, H. Palonen, B. B. Maranville, Ch. F. Majkrzak, and B. P. Toperverg, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 016101 (2019).
24. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, *Physica B* **397**, 68 (2007).
25. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, *Eur. Phys. J. Special Topics* **167**, 87 (2009).
26. E. Kentzinger, U. Rucker, B. Toperverg, and T. Bruckel, *Physica B* **335**, 89 (2003).
27. F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, and H. Zabel, *Physica B* **335**, 63 (2003).
28. L. Guasco, Y. N. Khaydukov, S. Putter, L. Silvi, M. Paulin, T. Keller, and B. Keimer, *Nat. Commun.* **13**, 1486 (2022).
29. A. Perrichon, A. Devishvili, K. Komander, G. K. Palsson, A. Vorobiev, R. Laven, M. Karlsson, and M. Wolff, *Phys. Rev. B* **103**, 235423 (2021).
30. Ю. В. Никитенко, *ЭЧАЯ* **40**, 1682 (2009).
31. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, *Physica B* **297**, 101 (2001).
32. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Ruhm, and J. Major, *ЖЭТФ* **144**, 733 (2013).
33. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксенов, *Поверхность*, вып. 10, 3 (2014).
34. С. В. Кожевников, *ЭЧАЯ* **50**, 284 (2019).
35. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **152**, 1192 (2017).
36. С. В. Кожевников, Т. Келлер, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **155**, 590 (2019).
37. С. В. Кожевников, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **153**, 712 (2018).
38. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **875**, 177 (2017).
39. S. P. Pogossian, H. Le Gall, and A. Menelle, *J. Magn. Magn. Mater.* **152**, 305 (1996).
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. Phys. Res. A* **927**, 87 (2019).
42. F. Pfeiffer, *X-Ray and Neutron Waveguides*, PhD Thesis, Universitat des Saarlandes, Saarbrücken (2002).
43. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, *ЖЭТФ* **150**, 1094 (2016).
44. V. L. Aksenov, K. N. Jernenkov, S. V. Kozhevnikov, H. Lauter, V. Lauter-Pasyuk, Yu. V. Nikitenko, and A. V. Petrenko, *JINR Commun.* D13-2004-47 (2004).
45. Yu. N. Khaydukov, O. Soltwedel, and T. Keller, *J. Large Scale Research Facilities* **1**, A38 (2015).