

ИНТЕНСИВНОСТЬ РАСХОДЯЩЕГОСЯ ИЗ ПЛОСКОГО ВОЛНОВОДА МИКРОПУЧКА НЕЙТРОНОВ

С. В. Кожеевников^{}, А. В. Петренко*

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

Поступила в редакцию 19 сентября 2025 г.,
после переработки 5 декабря 2025 г.
Принята к публикации 6 декабря 2025 г.

Трехслойные волноводы преобразуют обычный коллимированный нейтронный пучок в расходящийся пучок микронной ширины. Проводится анализ интенсивности нейтронного микропучка из торца волноводного слоя в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Представлены экспериментальные данные, полученные на времяпролетном нейтронном рефлектометре РЕМУР.

Ключевые слова: слоистые наноструктуры, нейтронные волноводы, нейтронный микропучок, формирование нейтронного пучка, фокусировка нейтронного пучка

DOI: 10.7868/S3034641X26010044

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронное рассеяние является мощным методом исследования полимеров, биологических структур и магнитных систем благодаря особым свойствам нейтронов: высокой проникающей способности, изотопной чувствительности и наличию собственного магнитного момента. Свойства нейтронов и рентгеновского излучения сильно различаются, поэтому они нередко используются в качестве взаимодополняющих методов. Например, с помощью поляризованных пучков нейтронов можно исследовать магнитные структуры в объеме вещества или на большой глубине от поверхности, что недоступно для рентгеновского излучения.

Обычная ширина пучка в нейтронном эксперименте составляет величину от 0.1 до 10 мм. Чтобы изучать локально неоднородные микроструктуры, необходимо иметь очень узкие пучки шириной менее 100 мкм. Для этого на протяжении последних десятилетий разрабатываются различные фокусирующие устройства (преломляющие линзы, капиллярные линзы, изогнутые кристаллы-монокроматоры и др.) [1]. Они способны сжать нейтронный пучок

до 50 мкм. Пучка меньшей ширины не удастся достичь из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов или технологией их обработки. Другой 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 нейтронные волноводы формируют структурированный в пространстве пучок.

В работе [2] был рассчитан ожидаемый профиль микропучка после диафрагмы из лезвий поглощающего нейтроны кристалла $Gd_2Ga_5O_{12}$ (или GGG). Было получено, что микропучок имеет центральную часть шириной 100 мкм и крылья шириной от 10 до 20 мкм в зависимости от положения лезвий поглотителя. Там же [2] был экспериментально продемонстрирован способ формирования микропучка, который состоит в следующем. На кремниевую подложку шириной 8 мм под малым углом скольжения 0.18° падает пучок нейтронов с длиной волны $\lambda = 4 \text{ \AA}$. При полном зеркальном отражении нейтронов образуется пучок шириной 20 мкм. Если учесть расходимость падающего пучка нейтронов 0.05° , то на расстоянии 10 мм от края подложки ширина микропучка составляет примерно 30 мкм. Ширина микропучка регулируется углом скольжения падающе-

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

го пучка нейтронов. Метод обладает высокой интенсивностью нейтронов, порядка 1000 н/с, низким фоном, около 2 н/мин, и возможностью использовать времяпролетную технику.

Рекордно узкий нейтронный микропучок шириной от 100 нм до 10 мкм можно получить с помощью трехслойного волновода. На рис. 1а показана геометрия эксперимента. На рис. 1б приведена плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов ρ в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям волновода. Представлена волноводная структура $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si(подложка). Внешние слои выполнены из сплава Ni(67 ат. %)/Cu(33 ат. %), который является немагнитным при комнатной температуре. Он 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 (рис. 1а). Коллимированный пучок нейтронов с угловой расходимостью $\delta\alpha_i$ падает в вакууме (среда с индексом 0) на поверхность волновода под малым углом скольжения α_i . Затем нейтроны туннельным образом проходят сквозь тонкий верхний слой 1 толщиной a и попадают в средний слой 2 шириной d . Потом нейтроны практически полностью отражаются от сравнительно толстого нижнего слоя 3. Далее часть нейтронов туннелирует сквозь верхний слой и выходит из волновода в направлении зеркально отраженного пучка 4 при угле скольжения $\alpha_i = \alpha_f$. Другая часть нейтронов отражается от верхнего тонкого слоя и возвращается обратно в средний слой. 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. В экспериментах с плоскими волноводами типичными являются следующие величины: $\alpha_i = 0.2\text{--}0.4^\circ$, $\delta\alpha_i = 0.01^\circ$, $a = 5\text{--}20$ нм, $d = 100\text{--}200$ нм.

В нашем эксперименте углы скольжения нейтронного пучка определяются с помощью позиционно-чувствительного детектора (ПЧД), расположенного на расстоянии около 5 м от образца. Для пространственного разрешения детектора 2.0 мм относительная точность определения углов скольжения составляет порядка 10^{-2} . На рис. 1а углы, отсчитываемые от поверхности волновода и от середины волноводного слоя, отличаются друг

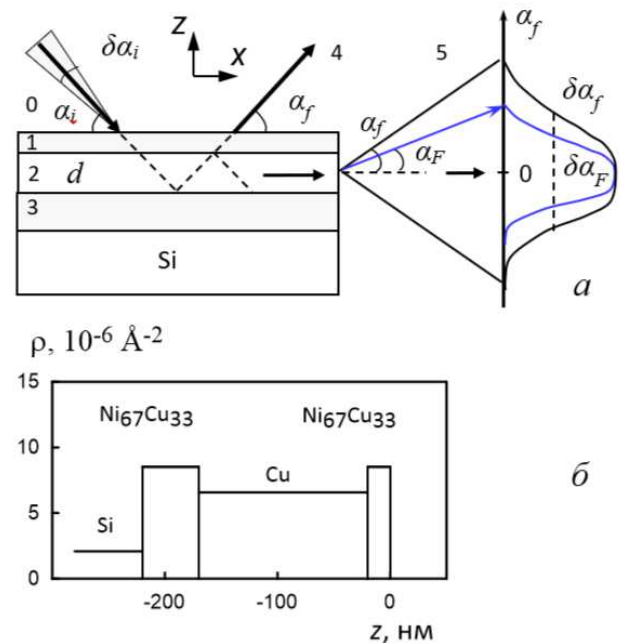


Рис. 1. а — Геометрия эксперимента с волноводом: среда с индексом 0 — вакуум, среда 1 — тонкий верхний слой, среда 2 — средний волноводный слой шириной d , среда 3 — толстый нижний слой, 4 — зеркально отраженный пучок, 5 — микропучок. Угол выхода микропучка из торца волновода α_f совпадает с углом скольжения пучка, отраженного от поверхности волновода. α_F — угол дифракции Фраунгофера при нулевой расходимости падающего пучка нейтронов. б — Плотность длины рассеяния нейтронов для волновода $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (20 нм)/Cu(150)/ $\text{Ni}_{67}\text{Cu}_{33}$ (50)//Si в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям

от друга на пренебрежимо малую относительную величину 10^{-5} . Поэтому из практических соображений мы полагаем угол выхода микропучка равным углу скольжения отраженного пучка α_f .

Микропучок имеет умеренную угловую расходимость порядка $\delta\alpha_f = 0.1^\circ$. Этой величины достаточно, например, для метода ларморовской прецессии спина нейтронов при пропускании нейтронного микропучка через магнитную микроструктуру. Основной вклад в угловую расходимость микропучка вносит дифракция Фраунгофера на выходе волноводного канала, который представляет собой узкую щель. Обозначим α_F угол дифракции Фраунгофера без учета угловой расходимости падающего пучка нейтронов (рис. 1а). При этом должны выполняться условия $\alpha_f(\delta\alpha_i = 0) = \alpha_F$ и $\delta\alpha_f(\delta\alpha_i = 0) = \delta\alpha_F$. Здесь $\delta\alpha_f$ — угловая расходимость микропучка с учетом угловой расходимо-

сти падающего пучка, а $\delta\alpha_F$ — угловая расходимость микропучка из-за дифракции Фраунгофера при нулевой расходимости падающего пучка. Тогда из условий дифракции Фраунгофера получим

$$\delta\alpha_F \propto \lambda/d. \quad (1)$$

Из (1) следует, что величина угловой расходимости микропучка при дифракции Фраунгофера растет прямо пропорционально длине волны нейтронов и падает обратно пропорционально ширине волноводного канала. Трехслойные нейтронные волноводы к настоящему времени довольно хорошо исследованы. В работах [3, 4] из торца волновода получен неполяризованный микропучок нейтронов, а в [5] — поляризованный. Эксперименты [5–8] подтвердили основной вклад дифракции Фраунгофера (1) в угловую расходимость микропучка в зависимости от длины волны нейтронов и ширины волноводного канала.

В экспериментах по отражению нейтронов от зеркал при малых углах скольжения используется щелевая геометрия, поэтому сечение микропучка имеет форму узкой длинной полосы. Поляризованный микропучок нейтронов можно использовать для пространственного сканирования квазиодномерных магнитных микроструктур: проволок, полосовых доменов, литографических решеток, вихрей в сверхпроводниках и др. Поскольку микропучок расходится, для сохранения его минимальной ширины необходимо располагать исследуемый образец как можно ближе к выходу волновода. В работах [2, 9] поляризованный монохроматический микропучок нейтронов был применен для пространственного сканирования магнитной микропроволочки диаметром 190 мкм. При расчете были использованы следующие параметры: длина волны нейтронов $\lambda = 4.0 \text{ \AA}$, ширина волноводного канала 150 нм и расстояние от выхода волновода до образца 1 мм. Рассчитанная угловая расходимость микропучка равна 0.15° , а ширина микропучка на месте образца составила величину 2.6 мкм. При интенсивности микропучка порядка 1 н/с статистически обеспеченные данные были получены за вполне разумное время около 10 часов. Подробно экспериментальная установка описана в [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.

Преимуществами плоских нейтронных волноводов являются рекордно малая ширина микропучка и

сравнительно простой способ отделения микропучка от фона. Их очевидные недостатки — это 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 интенсивность микропучка, представляется актуальной задачей. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование интенсивности микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего на волновод пучка нейтронов $\delta\alpha_i$.

Очень похожими резонансными методами формирования нейтронного микропучка являются гравитационные квантовые состояния нейтронов [11], [12–14] и квантовые состояния нейтронной шепчущей галереи [15, 16]. Указанные методы хорошо развиты и широко применяются в фундаментальной нейтронной физике с использованием ультрахолодных нейтронов. Характерный размер гравитационных квантовых состояний составляет от 10 до 100 мкм. Это примерно в 10^2 раз больше, чем ширина микропучка из плоского волновода. Характерный размер квантовых состояний нейтронной шепчущей галереи составляет от 100 нанометров до 10 микрометров, что сравнимо с шириной микропучка из плоского волновода. Угловая расходимость микропучка примерно такая же, как и в случае плоского волновода. Но фоновые условия лучше. Упомянутые два метода могут быть использованы для экспериментов по нейтронному рассеянию. Детальное сравнение методов квантовых состояний нейтронов с плоскими волноводами выходит за рамки данной статьи. В настоящем сообщении можно указать лишь некоторые отличия. Методы квантовых состояний нейтронов требуют более сложного оборудования для работы с ультрахолодными нейтронами. Интенсивность ультрахолодных нейтронов мала, но это компенсируется высокой чувствительностью методов и низким фоном при работе с пустым нейтронным пучком. Плоские волноводы имеют относительно простую конструкцию, не требуют сложного оборудования и могут быть использованы на любом нейтронном рефлектометре для тепловых и холодных нейтронов. Демонстрационный эксперимент по сканированию магнитной микропроволочки поляризованным микропучком из плоского волновода уже был проведен в [2, 9], а для методов квантовых нейтронных состояний подобные эксперименты пока не проводились.

2. НЕЙТРОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ

В трехслойных нейтронных волноводах одновременно наблюдаются два явления. Это резонансное усиление нейтронного волнового поля и каналирование нейтронов. Теория резонансов разработана в [17], а теория каналирования — в [18]. Если используется свойство резонансного усиления нейтронной плотности, то из практических соображений слоистые структуры называют резонаторами. 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 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. Амплитуда A определяется из самосогласованного уравнения для волновой функции нейтронов в слое 2, если начало координат $z = 0$ совместить с границей раздела слоев 1 и 2:

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

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 (2) находим

$$|\Psi|^2 = |A|^2 = \frac{|T_{02}|}{|1 - R_{21} R_{23} \exp(2ik_{2z}d)|}. \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что величина $|A|^2$ имеет резонансные максимумы при периодических условиях для фазы волновой функции нейтронов:

$$\Phi(k_{0z}) = 2k_{2z}d + \arg(R_{21}) + \arg(R_{23}) = 2\pi n, \quad (4)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. Если длина волны нейтронов фиксирована, то угол скольжения начального пучка имеет резонансы по углу α_{in} . В методе по времени пролета угол скольжения начального пучка α_i фиксирован, а спектр нейтронов имеет резонансы по длине волны λ_n .

Слоистые резонаторы используются для усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом. При этом коэффициент усиления нейтронной плотности внутри среднего слоя $|A|^2$ для различных резонаторов может достигать величин порядка 10^1 – 10^3 . 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 [19], альфа-частицы [20] и продукты деления [21]. Экспериментальная установка и метод нейтронной рефлектометрии с регистрацией вторичного излучения подробно описаны в [22–25].

Специфическим нейтронным рассеянием в резонаторе являются нейтроны, испытавшие переворот спина при взаимодействии с магнитно-неколлинеарными слоистыми структурами [26–28], некогерентно рассеянные при взаимодействии с водородом [29] и незеркально рассеянные на межслойных шероховатостях [30, 31] или доменной структуре [32, 33]. Высокая чувствительность положения нейтронных резонансов по энергии к изменению величины ПДР резонансного слоя была использована для определения малого изменения концентрации водорода в резонаторе [34, 35]. Такие резонаторы могут применяться как датчики в накопителях водорода. Обзор методов генерации, регистрации и использования нейтронных стоячих волн в слоистых структурах приведен в [36].

Еще одним видом специфического нейтронного рассеяния является каналирование нейтронов. Из теории каналирования [18] 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 резонан-

са $n = 0, 1, 2, \dots$. Экспериментальное исследование длины каналирования нейтронов было проведено в работах [37–44]. Экспериментальная установка по определению длины каналирования нейтронов подробно описана в [44]. В [40] сделан обзор работ по исследованию и применению плоских нейтронных волноводов. Например, была предложена [45] и экспериментально реализована [46, 47] идея использования нейтронных волноводов для определения слабой намагниченности пленок величиной порядка 10^2 Гс.

В работах [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 и 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:

$$I_n(\alpha_f) = B \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_n(z) \exp(ik_0 z \sin \alpha_f) dz \right|^2, \quad (5)$$

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 высоко коллимированный падающий пучок нейтронов с высокой степенью монохроматичности. Было получено, что экспериментальная зависимость интенсивности микропучка $I_n(\alpha_f)$ описывается расчетами по формуле (5).

В работе [48] 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 работе [49] было экспериментально получено, что спектральная ширина резонансов в микропучке нейтронов линейно растет с ростом угловой расходимости падающего пучка нейтронов. Расчеты по теории резонансов [17] качественно подтвердили экспериментальные результаты. В настоящем сообщении мы исследовали зависимость интенсивности нейтронного микропучка от угловой расходимости падающего пучка нейтронов.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проведен на времяпролетном рефлектометре РЕМУР [50] 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 подложки образца 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 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, равной 128 мкс , это соответствует разрешению по длине волны нейтронов 0.0326 \AA . Расстояние от образца до детектора составляет 4940 мм . Угловое разрешение ПЧД равно $\delta\alpha_{det} = 0.0232^\circ$. На выходе поляризатора на расстоянии 3236 мм от образца находится регулируемая диафрагма. Ширина диафрагмы вместе с проекцией образца на сечение пучка определяет угловую расходимость падающего пучка нейтронов $\delta\alpha_i$. Прошедший мимо образца и зеркально отраженный пучки частично блокируются поглощающими кадмиевыми пластинами, 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) [51]. Параметры волновода представлены в работе [41]:

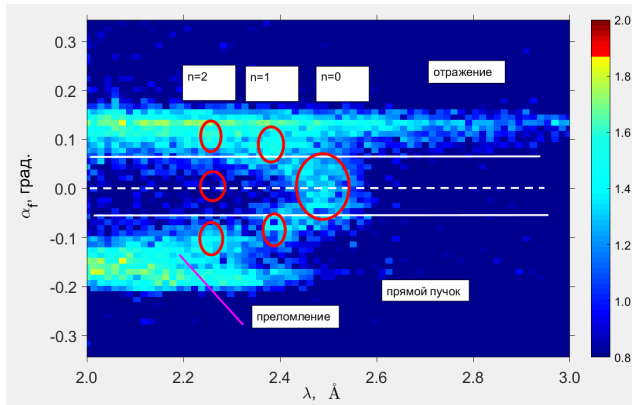


Рис. 2. Двумерная карта интенсивности нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов и угла скольжения рассеянного пучка. Угол скольжения и расходимость падающего пучка равны 0.211° и 0.0053° соответственно. Овалами и индексами $n = 0, 1, 2$ указаны микропучки соответствующих порядков резонансов. Зеркально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

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

Здесь в нм указана толщина слоев, а в \AA^{-2} — ПДР.

В эксперименте регистрируется интенсивность микропучка нейтронов при фиксированном угле скольжения $\alpha_i = 0.211^\circ$ и изменяющейся угловой расходимости падающего пучка нейтронов. На рис. 2 представлена двумерная карта интенсивности нейтронов на 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 резонансов. Видно, что положения резонансов разных порядков различаются 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 сквозь пленку и преломляется в кремниевой подложке. Угол скольжения преломленного пучка уменьшается с ростом длины волны нейтронов и зависит от ПДР кремния.

На рис. 3 представлена интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов, про-

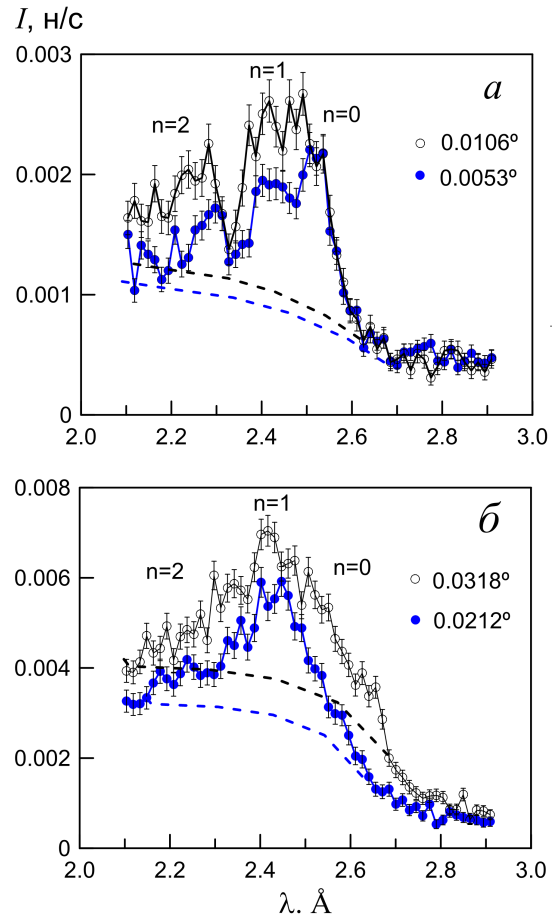


Рис. 3. Интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов, просуммированная по широкому интервалу углов рассеяния $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$ вблизи горизонта $\alpha_f = 0^\circ$, при различной угловой расходимости падающего пучка: *а* — при высокой коллимации падающего пучка 0.0053° (закрытые символы) и 0.0106° (открытые символы); *б* — при низкой коллимации падающего пучка 0.0212° (закрытые символы) и 0.0318° (открытые символы). Уровень фона показан штриховыми линиями, проведенными «на глаз»

суммированная по широкому интервалу углов рассеяния $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$ вблизи горизонта $\alpha_f = 0^\circ$. На рис. 3а показана интенсивность микропучка при высокой коллимации падающего пучка 0.0053° (закрытые символы) и 0.0106° (открытые символы). На рис. 3б представлена интенсивность микропучка при низкой коллимации падающего пучка 0.0212° (закрытые символы) и 0.0318° (открытые символы). Уровень фона показан штриховыми линиями, проведенными «на глаз». Можно видеть, что уровень фона составляет от 15% до 50% от сигнала и меняется в зависимости от длины волны нейтронов и угловой расходимости падающего пучка. Пики ре-

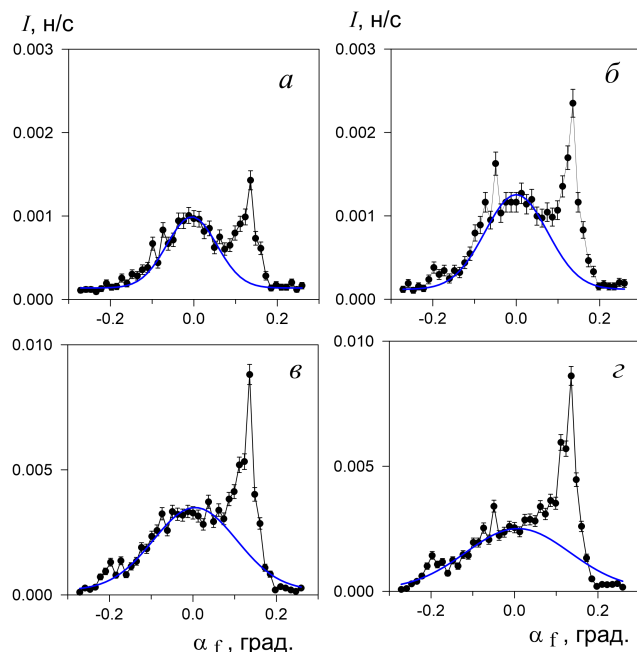


Рис. 4. Интенсивность микропучка резонанса порядка $n = 0$ в зависимости от конечного угла скольжения при различной расходимости падающего пучка: *a* — 0.0053° ; *б* — 0.0106° ; *в* — 0.0212° ; *г* — 0.0318° . Толстая линия — подгонка пика гауссовым распределением. Интенсивность нейтронов просуммирована по длине волны в интервале 2.45–2.65 Å

зонансов порядков $n = 0, 1, 2$ четко видны при высокой коллимации падающего пучка (рис. 3*а*), а при низкой коллимации падающего пучка (рис. 3*б*) пики разных резонансов сильно перекрываются друг с другом. При этом величина интенсивности микропучка растет с увеличением угловой расходимости падающего пучка нейтронов.

На рис. 4 показана интенсивность микропучка резонанса $n = 0$ в зависимости от конечного угла α_f при различных значениях угловой расходимости падающего пучка. Интенсивность просуммирована по интервалу длин волн нейтронов 2.45–2.65 Å. Точки соответствуют экспериментальным данным, линией показана подгонка пика резонанса $n = 0$ гауссовым распределением. Пик справа — это зеркально отраженный пучок, частично блокированный кадмиевой пластиной. Небольшой пик слева соответствует преломленному пучку, частично блокированному кадмиевой пластиной. Можно заметить, что ширина пика интенсивности микропучка увеличивается с ростом угловой расходимости падающего пучка.

На рис. 5 приведена полная ширина на полувысоте (FWHM) пика интенсивности микропучка резонанса $n = 0$ по конечному углу в зависимости

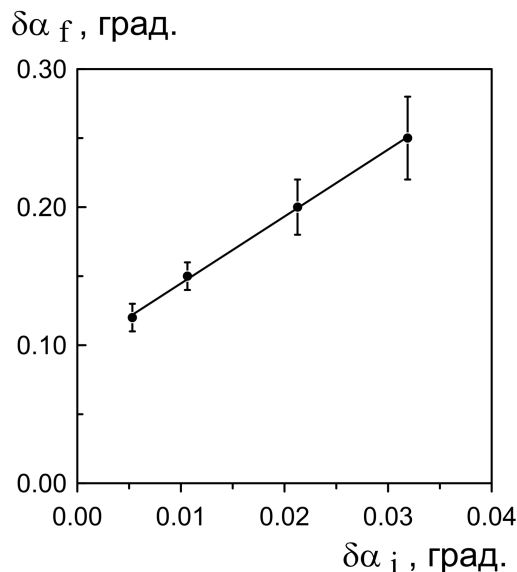


Рис. 5. Угловая расходимость микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Точки — эксперимент, линия — подгонка по методу наименьших квадратов. Данные взяты из работы [52]

от угловой расходимости падающего пучка. Можно видеть, что зависимость линейная. При уменьшении угловой расходимости падающего пучка до нуля, $\delta\alpha_i \rightarrow 0$, угловая расходимость микропучка стремится к конечной величине $\delta\alpha_{f,exp} = 0.096 \pm 0.010^\circ$, которая определяется дифракцией Фраунгофера на узкой щели (1) для данной длины волны нейтронов и ширины волноводного канала. В угловую расходимость микропучка дают вклад дифракция Фраунгофера и угловая расходимость падающего пучка. При высокой коллимации падающего пучка основной вклад дает дифракция Фраунгофера. С ростом угловой расходимости падающего пучка увеличивается угловая расходимость микропучка. При низкой коллимации падающего пучка, 0.0212° , вклад от расходимости падающего пучка сравнивается с вкладом от дифракции Фраунгофера.

На рис. 6 представлена интенсивность микропучка резонанса $n = 1$ в зависимости от конечного угла α_f при различных значениях угловой расходимости падающего пучка. Интенсивность просуммирована по интервалу длин волн нейтронов 2.35–2.45 Å. Можно наблюдать минимум интенсивности микропучка в районе горизонта $\alpha_f = 0^\circ$ и два максимума слева и справа от него. При увеличении угловой расходимости падающего пучка происходит уширение пиков и растет величина максимумов интенсивности микропучка.

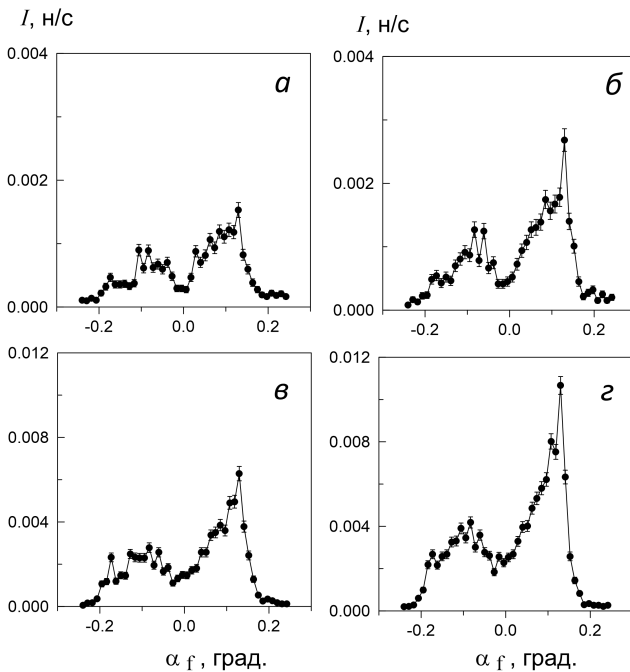


Рис. 6. Интенсивность микропучка резонанса порядка $n = 1$ в зависимости от конечного угла скольжения при различной расходимости падающего пучка: a — 0.0053° ; $б$ — 0.0106° ; $в$ — 0.0212° ; $г$ — 0.0318° . Интенсивность нейтронов просуммирована по длине волны в интервале $2.35\text{--}2.45 \text{ \AA}$

На рис. 7 показана интенсивность микропучка резонанса $n = 2$ в зависимости от конечного угла α_f при различных значениях угловой расходимости падающего пучка. Интенсивность просуммирована по интервалу длин волн нейтронов $2.15\text{--}2.35 \text{ \AA}$. Видно, что минимум между пиками микропучка более широкий, чем для резонанса $n = 1$. В эксперименте с высоким угловым разрешением монодетектора [3, 4] показано, что в районе горизонта для резонанса $n = 2$ находится слабый третий максимум микропучка. Можно заметить, что пики интенсивности микропучка уширяются и вырастают в максимуме с ростом угловой расходимости падающего пучка.

На рис. 8 приведена интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов при различной угловой расходимости падающего пучка, просуммированная по узкому интервалу конечных углов скольжения $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$. Можно заметить, что в этом узком интервале конечных углов скольжения основной вклад в интенсивность дает пик резонанса порядка $n = 0$. Сплошной линией показана подгонка пика резонанса $n = 0$ гауссовым распределением. Можно видеть, что с ростом угловой расходимости увеличивается ширина и высота пика

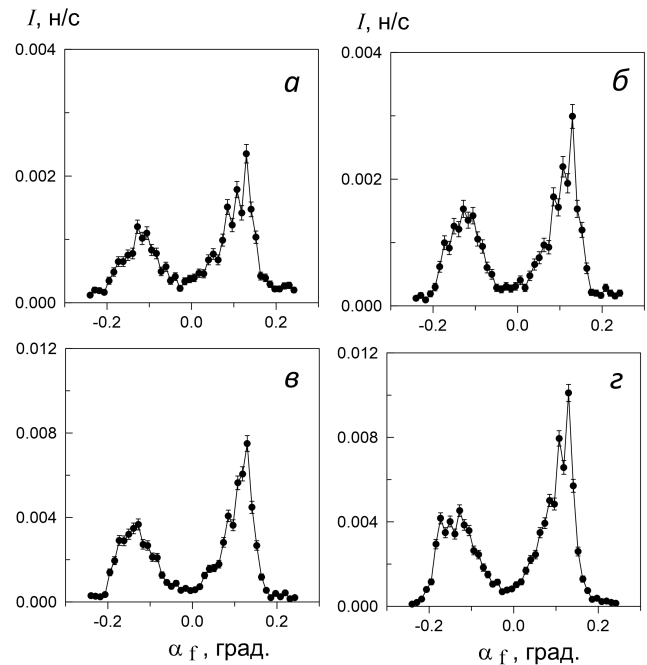


Рис. 7. Интенсивность микропучка резонанса порядка $n = 2$ в зависимости от конечного угла скольжения при различной расходимости падающего пучка: a — 0.0053° ; $б$ — 0.0106° ; $в$ — 0.0212° ; $г$ — 0.0318° . Интенсивность нейтронов просуммирована по длине волны в интервале $2.15\text{--}2.35 \text{ \AA}$

резонанса $n = 0$. При этом в микропучке в узком интервале конечных углов начинают появляться нейтроны резонансов $n = 1$ и $n = 2$. Более подробно зависимость спектральной ширины резонансов в микропучке от угловой расходимости падающего пучка исследована в работе [49]. В ней было получено, что спектральная ширина резонансов порядка $n = 0$ растет линейно с ростом угловой расходимости падающего пучка.

На рис. 9 показана интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от длины волны нейтронов для различной угловой расходимости, просуммированная по широкому интервалу конечных углов $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$. Можно заметить, что для высокой коллимации падающего пучка (рис. 9а,б) пики резонансов можно различить, а для низкой коллимации (рис. в,г) пики сильно перекрываются. В этом случае для резонанса порядка $n = 0$ мы использовали гауссово распределение, близкое к распределению для узкого интервала конечных углов на рис. 8.

На рис. 10 представлена спектральная ширина (FWHM) резонансов $n = 0, 1, 2$ микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Можно видеть, что все зависимости линейные. Спектральная ширина резонанса $n = 0$ нами вы-

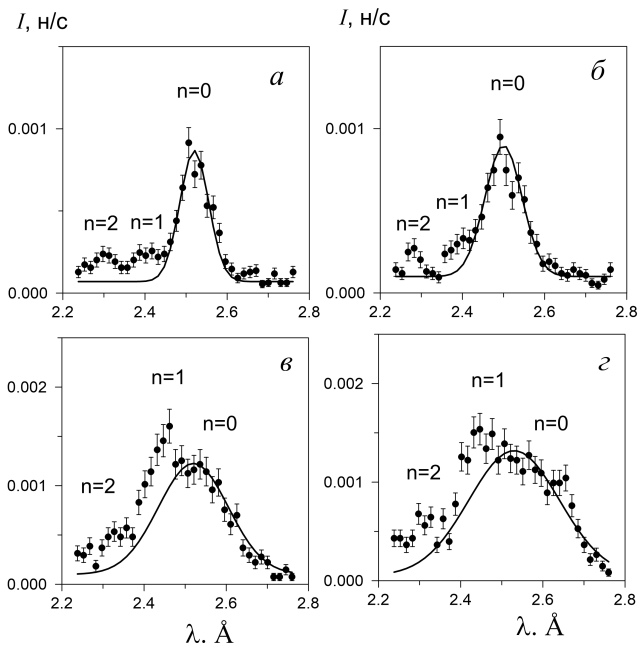


Рис. 8. Интенсивность микропучка в узком интервале конечных углов рассеяния $\Delta\alpha_f = 0.0448^\circ$ в зависимости от длины волны нейтронов для различной расходимости падающего пучка: *a* — 0.0053° ; *б* — 0.0106° ; *в* — 0.0212° ; *г* — 0.0318° . Точки — эксперимент, линия — подгонка пучка резонанса $n = 0$ гауссовым распределением

брана так, чтобы она была примерно одинакова для широкого (кривая 1) и узкого (кривая 2) интервалов конечных углов. Тогда зависимости спектральной ширины резонансов $n = 1$ (кривая 3) и $n = 2$ (кривая 4) для широкого интервала конечных углов совпадают друг с другом в пределах статистической ошибки. При $\delta\alpha_i \rightarrow 0$ спектральная ширина резонансов в микропучке стремится к конечному значению $\delta\lambda(0)$, которое в основном определяется разрешением по длине волны нейтронов 0.0326 ± 0.0014 (Å) на рефлектометре РЕМУР. Собственная спектральная ширина резонансов имеет гораздо меньшую величину. В [49] получена экспериментальная оценка собственной ширины резонанса $n = 0$: $\delta\lambda_0 = 0.0030 \pm 0.0014$ (Å). Экспериментальная величина в пределах ошибки совпала с теоретически рассчитанной величиной $2.592 \cdot 10^{-3}$ Å. Это примерно в 10 раз меньше разрешения по длине волны нейтронов из-за длительности импульса реактора. Из данных на рис. 10 с помощью экстраполяции линейной зависимости к нулевой расходимости падающего пучка можно определить минимальную величину спектральной ширины всех резонансов: $\delta\lambda(0) = 0.050 \pm 0.015$ (Å). Далее спектральная ширина резонансов линейно растет с увеличе-

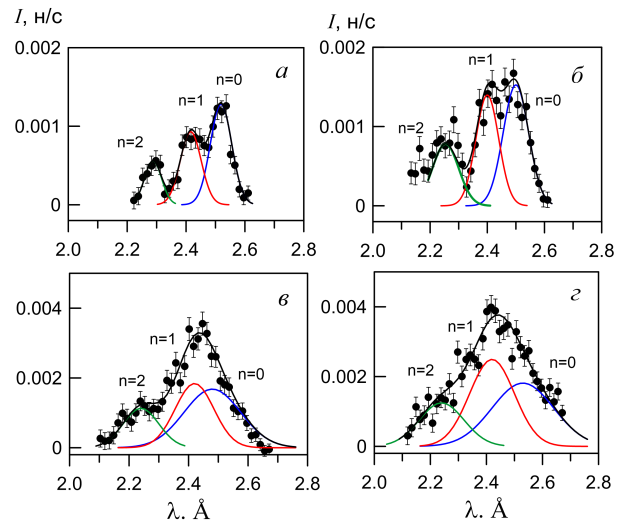


Рис. 9. Интенсивность микропучка в зависимости от длины волны нейтронов, просуммированная по широкому интервалу конечных углов $\Delta\alpha_f = 0.224^\circ$, при различной угловой расходимости падающего пучка: *a* — 0.0053° ; *б* — 0.0106° ; *в* — 0.0212° ; *г* — 0.0318° . Точки — эксперимент, линии — подгонка пиков резонансов $n = 0, 1, 2$ гауссовыми распределениями и их сумма. Фон вычтен из интенсивности

нием угловой расходимости падающего пучка. При $\delta\alpha_i = 0.0106^\circ$ ширина резонанса $n = 0$ увеличивается примерно в 2 раза. Таким образом, при высокой коллимации падающего пучка 0.0053° ширина резонансов по длине волны определяется длительностью импульса реактора. При средней коллимации падающего пучка 0.0106° вклад от импульса реактора равен вкладу от расходимости падающего пучка. Низкая коллимация падающего пучка (0.0212° и больше) вносит основной вклад в ширину резонансов по длине волны нейтронов.

На рис. 11 приведена интенсивность нейтронов в микропучке отдельно для резонансов $n = 0, 1, 2$ и в сумме в зависимости от угловой расходимости падающего пучка. Все зависимости имеют линейный вид. Самая большая интенсивность — это сумма для резонансов $n = 0, 1, 2$ в широком интервале конечных углов (кривая 1). Интенсивности в широком интервале конечных углов для резонансов $n = 0$ (кривая 2) и $n = 1$ (кривая 3) примерно одинаковы. Далее идет интенсивность микропучка для резонанса $n = 0$ в узком интервале конечных углов (кривая 4), которая примерно в 2 раза меньше интенсивности микропучка для резонанса $n = 0$ в широком интервале конечных углов. Интенсивность для резонанса $n = 2$ (кривая 5) в широком интервале конечных

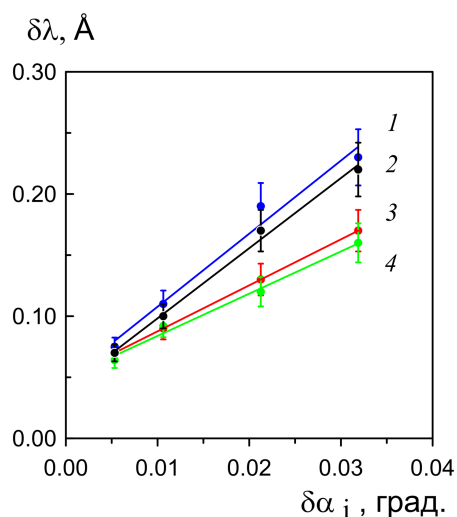


Рис. 10. Спектральная ширина (FWHM) микропучков, определенная из подгонки пучков гауссовыми распределениями: кривая 1 — резонанс $n = 0$, широкий интервал конечных углов; кривая 2 — резонанс $n = 0$, узкий интервал конечных углов; кривая 3 — резонанс $n = 1$, широкий интервал конечных углов; кривая 4 — резонанс $n = 2$, широкий интервал конечных углов. Точки — эксперимент, линии — подгонка по методу наименьших квадратов

углов примерно в 3 раза меньше интенсивности для резонансов $n = 0$ и $n = 1$ в этом же интервале конечных углов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В нейтронном эксперименте в геометрии пропускания коллимация первичного пучка нейтронов задается с помощью пары узких диафрагм, расположенных на значительном расстоянии друг от друга. В рефлектометрическом эксперименте используется скользящая геометрия, поэтому роль второй диафрагмы выполняет сам образец в виде пленки. Для угла скольжения 0.2° и длины пленки 20 мм ширина падающего на образец пучка составляет примерно 0.07 мм. Это можно считать эффективной шириной второй диафрагмы непосредственно перед образцом. В нашем эксперименте первая диафрагма находилась на расстоянии более 3 м от образца. Ширина первой диафрагмы изменялась в интервале от 0.3 до 1.8 мм, что намного больше эффективной ширины пучка перед образцом. Таким образом, интенсивность и угловая расходимость падающего на образец пучка нейтронов регулируются первой диафрагмой и растут прямо пропорционально ее ширине. При уменьшении ширины первой диафрагмы

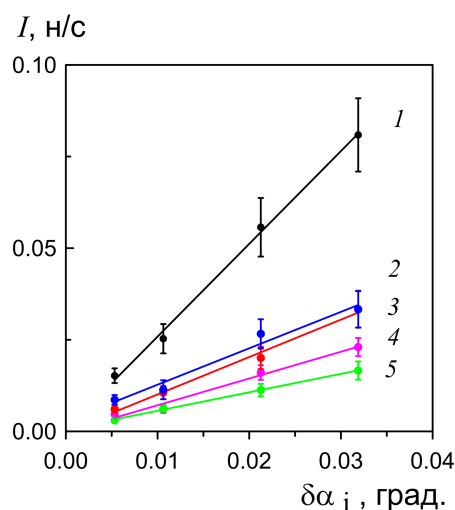


Рис. 11. Интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угловой расходимости падающего пучка: кривая 1 — сумма резонансов $n = 0, 1, 2$ в широком интервале конечных углов; кривая 2 — резонанс $n = 0$ в широком интервале конечных углов; кривая 3 — резонанс $n = 1$ в широком интервале конечных углов; кривая 4 — резонанс $n = 0$ в узком интервале конечных углов; кривая 5 — резонанс $n = 2$ в широком интервале конечных углов. Точки — эксперимент, линии — подгонка по методу наименьших квадратов

до нуля интенсивность и угловая расходимость падающего на образец пучка тоже стремятся к нулю.

Теперь рассмотрим действие плоского волновода при формировании нейтронного микропучка. Из рис. 11 следует, что интенсивность микропучка растет прямо пропорционально угловой расходимости падающего пучка (или другими словами, ширине первой диафрагмы). При стремлении угловой расходимости падающего пучка к нулю интенсивность микропучка также стремится к нулю. Такое поведение плоского волновода повторяет поведение первичного пучка нейтронов, падающего на образец. При увеличении угловой расходимости падающего пучка в 2 раза интенсивность микропучка увеличивается тоже в 2 раза.

Ширина резонанса $n = 0$ по длине волны нейтронов увеличивается в 1.5 раза при увеличении угловой расходимости падающего пучка в 2 раза (рис. 10) и при высокой коллимации падающего пучка определяется длительностью вспышки реактора и разрешением детектора по времени пролета нейтронов.

Угловая расходимость микропучка резонанса порядка $n = 0$ увеличивается примерно в 1.3 раза при росте угловой расходимости падающего пучка в 2 раза (рис. 5). При нулевой угловой расходимости падающего пучка угловая расходимость мик-

ропучка определяется условиями дифракции Фраунгофера, в которые входят положение резонансов по длине волны нейтронов и ширина волноводного канала.

Из полученных экспериментальных данных можно сделать вывод, что с ростом угловой расходимости падающего пучка быстрее всего растет интенсивность микропучка. Затем чуть медленнее увеличивается спектральная ширина резонанса $n = 0$. А медленнее всего растет угловая расходимость микропучка. Зная эти особенности, можно оптимизировать параметры нейтронного микропучка: интенсивность, угловую расходимость и ширину резонансов по длине волны нейтронов. В эксперименте желательно получить максимальную интенсивность микропучка при минимальной угловой расходимости и минимальной спектральной ширине резонансов. Например, с учетом рис. 5, 10 и 11 можно заключить, что для данной волноводной структуры оптимальной будет умеренная угловая расходимость падающего пучка около 0.020° . Если сравнивать с высокой коллимацией падающего пучка 0.0053° , то интенсивность микропучка увеличивается примерно в 4 раза. Ширина резонансов по длине волны нейтронов растет в 2 раза. Угловая расходимость микропучка увеличивается всего лишь в 1.5 раза.

Для дальнейшей оптимизации интенсивности микропучка необходимо проводить расчеты того, как влияют структурные параметры волноводов на спектральную ширину резонансов и коэффициент усиления нейтронной плотности внутри волновода. Это могут быть, например, толщина верхнего слоя, ширина волноводного канала, глубина потенциальной ямы и шероховатость границ раздела.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследован трехслойный волновод, который преобразует падающий коллимированный пучок нейтронов в узкий расходящийся микропучок. В эксперименте на времяпролетном нейтронном рефлектометре определена интенсивность микропучка в зависимости от угловой расходимости падающего пучка нейтронов.

Было экспериментально получено, что интенсивность микропучка резонансов $n = 0, 1, 2$ по отдельности и в сумме растет прямо пропорционально росту угловой расходимости падающего пучка. При этом спектральная ширина резонансов и угловая расходимость микропучка нейтронов растут линейно, но с меньшей скоростью.

Мы надеемся, что результаты работы будут полезными в двух направлениях. Во-первых, для более полного понимания явлений нейтронной оптики в слоистых наноструктурах. Во-вторых, для оптимизации слоистых волноводов при использовании их в экспериментах с нейтронным микропучком.

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, Vol. 137 (2008), p. 113.
2. F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejon, and M. Vazquez, Nucl. Instrum. Meth. 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. Pleshanov, and J. Major, Physica B **406**, 2463 (2011).
6. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, Pis'ma v ZhETF **102**, 3 (2015) [S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, Yu. V. Nikitenko, F. Ott, and A. V. Petrenko, JETP Lett. **102**, 1 (2015)].
7. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ф. Раду, ЖЭТФ **154**, 698 (2018) [S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, and F. Radu, JETP **127**, 593 (2018)].
8. S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu, Nucl. Instrum. Meth. A **915**, 54 (2019).
9. С. В. Кожевников, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, A. Thiaville, ФТТ **56**, 63 (2014) [S. V. Kozhevnikov, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, and A. Thiaville, Phys. Solid State **56**, 57 (2014)].
10. S. V. Kozhevnikov, A. Ruhm, and J. Major, Crystallogr. Rep. **56**, 1207 (2011).
11. V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. K. Petukhov, H. Abele, S. Baeßler, F. J. Rueß, T. Stöferle, A. Westphal, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, and A. V. Strelkov, Nature **415**, 297 (2002).

12. V. V. Nesvizhevsky, A. K. Petukhov, H. G. Börner, T. A. Baranova, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, K. V. Protasov, A. Yu. Voronin, S. Baeßler, H. Abele, A. Westphal, and L. Lucovac, *Eur. Phys. J. C* **40**, 479 (2005).
13. V. V. Nesvizhevsky, *Int. J. Mod. Phys. D* **14**, 511 (2005).
14. G. Ichikawa, S. Komamiya, Y. Kamiya, Y. Minami, M. Tani, P. Geltenbort, K. Yamamura, M. Nagano, T. Sanuki, S. Kawasaki, M. Hino, and M. Kitaguchi, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 071101 (2014).
15. V. V. Nesvizhevsky, A. Yu. Voronin, R. Cubitt, and K. V. Protasov, *Nat. Phys.* **6**, 114 (2010).
16. G. Ichikawa and K. Mishima, *Phys. Rev. D* **111**, 082008 (2025).
17. F. Radu and V. K. Ignatovich, *Physica B* **292**, 160 (2000).
18. V. K. Ignatovich and F. Radu, *Phys. Rev. B* **64**, 205408 (2001).
19. 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).
20. V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, F. Radu, Yu. M. Gledenov, and P. V. Sedyshev, *Physica B* **276–278**, 946 (2000).
21. S. P. Pogossian, *J. Appl. Phys.* **102**, 104501 (2007).
22. 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* **6**, 10 (2021) [V. D. Zhaketov, K. Hramco, A. V. Petrenko, Yu. N. Khaydukov, A. Csik, Yu. N. Kopatch, N. A. Gundorin, Yu. V. Nikitenko, and V. L. Aksenov, *J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* **15**, 549 (2021)].
23. 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) [V. D. Zhaketov, A. V. Petrenko, S. N. Vdovichev, V. V. Travkin, A. Csik, Yu. N. Kopatch, Yu. M. Gledenov, E. Sansarbayar, N. A. Gundorin, Yu. V. Nikitenko, and V. L. Aksenov, *J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* **13**, 478 (2019)].
24. Ю. В. Никитенко, А. В. Петренко, Н. А. Гундорин, Ю. М. Гледенов, В. Л. Аксенов, *Кристаллография* **60**, 518 (2015) [Yu. V. Nikitenko, A. V. Petrenko, N. A. Gundorin, Yu. M. Gledenov, and V. L. Aksenov, *Crystallogr. Rep.* **60**, 466 (2015)].
25. В. Л. Аксенов, В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, *ЭЧАЯ* **54**, 898 (2023) [V. L. Aksenov, V. D. Zhaketov, and Yu. V. Nikitenko, *Phys. Part. Nucl.* **54**, 756 (2023)].
26. В. Л. Аксенов, Ю. В. Никитенко, С. В. Кожевников, Ф. Раду, Р. Круис, Т. Реквелдт, *Поверхность* **8**, 10 (2000) [V. L. Aksenov, Yu. V. Nikitenko, S. V. Kozhevnikov, F. Radu, R. Kruijs, and T. Rekveldt, *J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* **16**, 1225 (2001)].
27. 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).
28. 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).
29. 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).
30. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, and A. Paul, *Physica B* **397**, 68 (2007).
31. S. V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, and L. Rosta, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **167**, 87 (2009).
32. E. Kentzinger, U. Rucker, B. Toperverg, and T. Bruckel, *Physica B* **335**, 89 (2003).
33. F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, and H. Zabel, *Physica B* **335**, 63 (2003).
34. L. Guasco, Y. N. Khaydukov, S. Putter, L. Silvi, M. Paulin, T. Keller, and B. Keimer, *Nat. Commun.* **13**, 1486 (2022).
35. A. Perrichon, A. Devishvili, K. Komander, G. K. Pálsson, A. Vorobiev, R. Lavén, M. Karlsson, and M. Wolff, *Phys. Rev. B* **103**, 235423 (2021).
36. Ю. В. Никитенко, *ЭЧАЯ* **40**, 1682 (2009) [Yu. V. Nikitenko, *Phys. Part. Nucl.* **40**, 890 (2009)].
37. V. L. Aksenov and Yu. V. Nikitenko, *Physica B* **297**, 101 (2001).
38. S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, J. Major, *ZhETF* **144**, 733 (2013) [S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, and J. Major, *JETP* **117**, 636 (2013)].

39. Ю. В. Никитенко, В. В. Проглядо, В. Л. Аксенов, Поверхность **10**, 3 (2014) [Yu. V. Nikitenko, V. V. Proglyado, and V. L. Aksenov, J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. **8**, 961 (2014)].
40. С. В. Кожевников, ЭЧАЯ **50**, 284 (2019) [S. V. Kozhevnikov. Phys. Particl. Nucl. **50**, 300 (2019)].
41. С. В. Кожевников, В. Д. Жакетов, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **152**, 1192 (2017) [S. V. Kozhevnikov, V. D. Zhaketov, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, JETP **125**, 1015 (2017)].
42. С. В. Кожевников, Т. Келлер, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **155**, 590 (2019) [S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, JETP **128**, 504 (2019)].
43. С. В. Кожевников, Ю. Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Раду, ЖЭТФ **153**, 712 (2018) [S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, JETP **126**, 592 (2018)].
44. S. V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. N. Khaydukov, F. Ott, and F. Radu, Nucl. Instrum. Meth. A **875**, 177 (2017).
45. S. P. Pogossian, H. Le Gall, and A. Menelle, J. Magn. Magn. Mater. **152**, 305 (1996).
46. S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, F. Radu, Pis'ma v ZhETF **103**, 38 (2016) [S. V. Kozhevnikov, Yu. N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, and F. Radu, JETP Lett. **103**, 36 (2016)].
47. 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).
48. F. Pfeiffer, *X-ray and Neutron Waveguides*, PhD thesis, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, 2002.
49. С. В. Кожевников, В. К. Игнатович, А. В. Петренко, Ф. Раду, ЖЭТФ **150**, 1094 (2016) [S. V. Kozhevnikov, V. K. Ignatovich, A. V. Petrenko, and F. Radu, JETP **123**, 950 (2016)].
50. 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).
51. Yu. N. Khaydukov, O. Soltwedel, and T. Keller, JLSRF A **38**, 1 (2015).
52. С. В. Кожевников, А. В. Петренко, ЖЭТФ **167**, 491 (2025) [S. V. Kozhevnikov and A. V. Petrenko, JETP **167**, 491 (2025)].

Intensity of a divergent neutron microbeam from a planar waveguide

S. V. Kozhevnikov, A. V. Petrenko

Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research
141980, Dubna, Moscow Region, Russia

Abstract

Tri-layered waveguide transforms a conventional collimated neutron beam into a narrow divergent neutron beam of micron width. The intensity of the neutron microbeam emitted from the end face of the waveguide is analyzed as a function of the angular divergence of the incident neutron beam. Experimental data obtained on the time-of-flight neutron reflectometer REMUR are presented.

Keywords: layered nanostructures, neutron waveguides, neutron microbeam, neutron beam shaping, neutron beam focusing