

05,08

Нейтронные волноводы с магнитными слоями

© С.В. Кожевников¹, Ю.Н. Хайдуков^{2,3,4}

¹ Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

³ Max Planck Institut für Festkörperforschung,
Stuttgart, Germany

⁴ Max Planck Society Outstation at FRM-II,
Garching, Germany

E-mail: kozhevnikov@nf.jinr.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Рассматриваются трехслойные нейтронные волноводы, в которых можно управлять коэффициентом усиления нейтронной плотности с помощью перемагничивания внешних слоев. В работе регистрируется интенсивность узкого нейтронного микропучка, выходящего из торца немагнитного среднего слоя. Получено, что интенсивность расходящегося микропучка зависит от знака поляризации коллимированного пучка нейтронов, падающего на поверхность волновода.

Ключевые слова: поляризованные нейтроны, слоистые наноструктуры, плоские волноводы, нейтронные резонаторы.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58244.14НН

1. Введение

Нейтронное рассеяние является мощным методом исследования полимеров, биологических объектов и магнитных структур благодаря особым свойствам нейтронов: высокой проникающей способности, изотопной чувствительности и наличию собственного магнитного момента. Рентгеновское излучение обладает низкой проникающей способностью, поэтому оно не может быть использовано для изучения магнетизма в объеме вещества или на глубине от поверхности. Для такого случая уникальным инструментом являются поляризованные пучки нейтронов. Масштаб исследуемых объектов определяется шириной пучка, которая в обычном нейтронном эксперименте составляет от 0.1 до 10 мм. Для изучения локальных микроструктур необходимо иметь пучки шириной менее 100 μm . С этой целью развиваются различные фокусирующие устройства (изогнутые кристаллы-монохроматоры, преломляющие линзы, параболические зеркальные нейтронные волноводы и др.) [1], которые могут сжать нейтронный пучок до 50 μm . Меньших размеров пучка не удастся получить из-за ограничений, которые определяются физическими свойствами используемых материалов или технологией их обработки. Другой проблемой фокусирующих систем является то, что они не могут выделить „чистый“ микропучок. Например, параболические зеркальные нейтронные волноводы формируют пучки, сильно структурированные в пространстве, преломляющие линзы фокусируют лишь около 20–30% от начального пучка, а капиллярные линзы имеют боль-

шой фон. Расчеты [2] показали, что при формировании микропучка шириной около 100 μm с помощью обычной диафрагмы из лезвий поглощающего нейтроны кристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (или GGG) остаются крылья шириной от 10 до 20 μm . При этом форма крыльев меняется при изменении ширины диафрагмы. В [2] продемонстрирован способ получения микропучка при полном зеркальном отражении нейтронов от кремниевой подложки. Метод подходит для времяпролетной техники, обладает высокой интенсивностью порядка 1000 n/s и низким фоном около 2 n/min, но практически достигнутая ширина микропучка все еще составляет величину около 30 μm .

Наиболее узкие микропучки нейтронов формируют трехслойные волноводы (рис. 1). Коллимированный нейтронный пучок с шириной порядка 0.1 мм и с угловой расходимостью около 0.01° падает под малым углом скольжения α_s на поверхность волновода в вакууме (среда 0). Затем нейтроны туннельным образом проходят через тонкий верхний слой толщиной 5–20 нм (среда 1) и попадают в средний слой толщиной d около 100–200 нм (среда 2). Далее нейтроны почти полностью отражаются от толстого нижнего слоя толщиной 50–100 нм (среда 3) и затем частично отражаются от тонкого верхнего слоя (среда 1). Часть нейтронов выходит через поверхность в направлении зеркально отраженного пучка, а другая часть нейтронов распространяется вдоль среднего слоя как в канале (каналюет) и выходит из его торца в виде узкого микропучка с расходимостью $\delta\alpha_f$ порядка 0.1° . Основной вклад в расходимость микропучка вносит дифракция

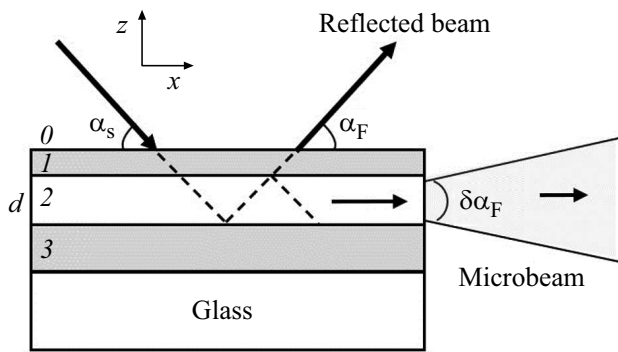


Рис. 1. Геометрия эксперимента с микропучком нейтронов. Цифрами обозначены индексы среды, в которую входят нейтроны: 0 — вакуум, 1 — верхний магнитный слой, 2 — средний немагнитный слой, 3 — нижний магнитный слой.

Фраунгофера на узкой щели $\delta\alpha_F \propto \lambda/d$, где λ — длина волны нейтронов. Начальная ширина микропучка равна d , а конечная ширина равна $w \approx d + l \cdot \delta\alpha_F$. Здесь l — расстояние от выхода волновода. Для сохранения минимальной ширины микропучка исследуемый образец нужно располагать как можно ближе к выходному торцу волновода. Преимуществами слоистых волноводов являются рекордно узкий и „чистый“ микропучок нейтронов, а недостатками — низкая интенсивность и сравнительно высокая угловая расходимость микропучка.

В [3] получен неполяризованный микропучок нейтронов из трехслойного волновода, а в [4] — поляризованный. В [5–7] экспериментально определен вклад дифракции Фраунгофера в угловую расходимость микропучка. В [8] нейтронный микропучок из волновода использован для исследования магнитной микроструктуры. Поляризованным микропучком шириной $2.6 \mu\text{m}$ была просканирована магнитная проволока диаметром $190 \mu\text{m}$. Использовалась комбинация немагнитного волновода и рефлектометра поляризованных нейтронов [9]. Более подробно экспериментальная установка описана в [2]. Продемонстрировано, что при интенсивности микропучка порядка 1 n/s статистически обеспеченные данные можно получить за вполне разумное время около 10 ч. Можно предположить, что при вводе в эксплуатацию новых мощных источников нейтронов (ESS, PIK, IBR-3) исследования с помощью нейтронных микропучков из волноводов станут более доступными. Поэтому изучение свойств нейтронных волноводов представляется актуальной задачей.

В среднем слое волновода одновременно наблюдается два явления: образование резонансно усиленных стоячих нейтронных волн и каналирование нейтронов. Теория нейтронных резонансов описана в [10], а теория каналирования — в работе [11]. Из практических соображений наноструктуры называются резонаторами, если используется резонансное усиление нейтронного волнового поля. А если в исследованиях эксплуатируется явление

каналирования нейтронов, то те же самые слоистые наноструктуры называют волноводами.

Слоистые резонаторы используются для усиления слабого взаимодействия нейтронов с веществом [12]. 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], продукты цепной реакции деления [15]. В [16] описана экспериментальная установка на рефлектометре поляризованных нейтронов с одновременным использованием детектора гамма-квантов, а в [17] — с регистрацией альфа-частиц и тритонов. В [18,19] подробно описан метод нейтронной рефлектометрии с регистрацией вторичного характеристического излучения.

В качестве специфического нейтронного рассеяния в резонаторе могут выступать нейтроны, испытавшие переворот спина при взаимодействии с магнитно-неколлинеарными слоистыми структурами [20–22], некогерентно рассеянные на водороде [23], незеркально рассеянные на шероховатостях межслойных границ [24,25] и на доменной структуре [26,27]. В [28,29] резонаторы были использованы для определения малого изменения концентрации водорода в слоистой наноструктуре.

Еще одним видом специфического нейтронного рассеяния является каналирование нейтронов в слоистых волноводах. В [30] наблюдалось явление каналирования в геометрии отражения, а в [31–36] каналирование нейтронов исследовалось подробно в геометрии микропучка. Из теории [11] следует, что квадрат модуля волновой функции нейтронов экспоненциально затухает внутри волноводного слоя как $|\Psi|^2 \propto \exp(-x/x_e)$. Здесь x — длина пути под поглотителем нейтронов, который лежит на поверхности волновода, а x_e — длина каналирования (расстояние, на котором нейтронная плотность затухает в e раз). В эксперименте [31] измеряется интенсивность микропучка нейтронов $I(x)$ из торца волновода в зависимости от длины поглотителя x , а затем из экспериментальной зависимости $I(x) = I(0) \exp(-x/x_e)$ определяется x_e . Здесь $I(0)$ — нормировочная интенсивность микропучка без поглотителя. Получено, что длина каналирования нейтронов составляет величину $1–5 \text{ nm}$. Длина каналирования уменьшается обратно пропорционально увеличению порядка резонанса $n = 0, 1, 2, \dots$ [33] и экспоненциально растет с ростом толщины верхнего слоя [33], толщины волноводного канала [34] и глубины потенциальной ямы волновода [35]. Подробно экспериментальная установка описана в [36]. Геометрия микропучка позволяет сравнительно легко отделить резонансы от паразитных пучков. В работе [37] было предложено использовать волноводы для более точного определения слабой намагниченности

слоя порядка 100 Г. В [38,39] эта идея была реализована экспериментально. В трехслойном волноводе внешние слои были немагнитными, а исследуемые ферромагнитные пленки TbCo₅ и TbCo₁₁ выполняли роль среднего волноводного слоя. По положению резонансов по энергии нейтронов для спина „+“ и „-“ напрямую определялась намагниченность слоя. Обзор по исследованию и применению нейтронных волноводов сделан в работе [40].

В [15] был теоретически рассмотрен волновод, в котором внешние слои являются магнитными, а в средний немагнитный слой помещен уран. Было предложено изменять коэффициент усиления нейтронной плотности внутри волновода с помощью перемагничивания внешних слоев магнитным полем. Потенциальное применение таких волноводов — управление цепной реакцией деления в миниатюрной атомной электростанции. В настоящей работе мы рассматриваем подобные волноводы с внешними магнитными слоями.

2. Расчеты

Расчеты проведены по теории нейтронных резонансов в слоистых наноструктурах [10]. Введем следующие обозначения:

$$k_{0z} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha_s, \quad k_{1z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_1}, \quad k_{2z} = \sqrt{k_{0z}^2 - \rho_2},$$

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

Здесь ρ_1 — плотность длины рассеяния нейтронов (ПДР) для верхнего слоя 1, ρ_2 — ПДР для волноводного слоя 2. Волновая функция нейтронов имеет общий вид $\Psi(k_{0z}, z) = \exp(ik_{0z}z)$, где A — амплитуда волновой функции. Тогда получим, что $|\Psi|^2 = |A|^2$. Внутри среднего слоя волновая функция имеет вид

$$\Psi(k_{0z}, z) = A[\exp(-ik_{2z}z) + r_{23} \exp(ik_{2z}z)],$$

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:

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

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

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

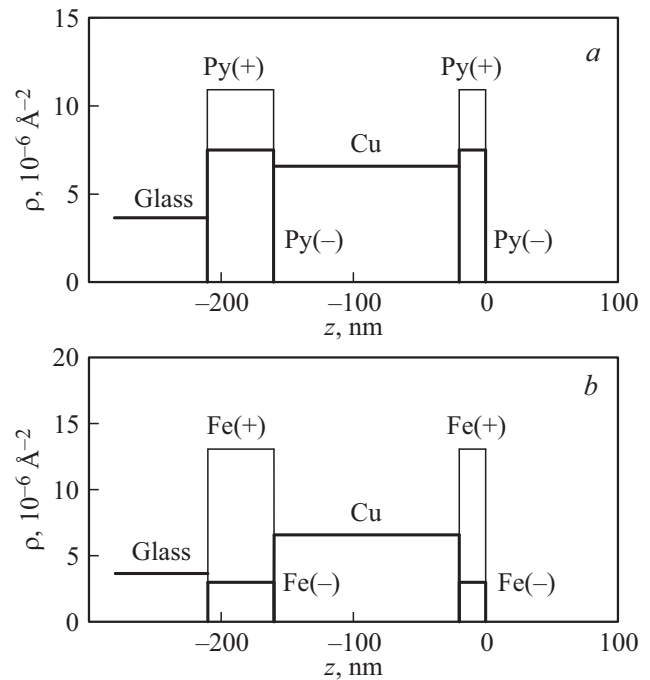


Рис. 2. Плотность длины рассеяния (ПДР) нейтронов волновода с внешними магнитными слоями для поляризации нейтронов „+“ и „-“: *a* — Py(20 nm)|Cu(140)|Py(50) || glass; *b* — Fe(20 nm)|Cu(140)|Fe(50) || glass.

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

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

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

Рассмотрим два волновода:

Py(20 nm)|Cu(140 nm)|Py(50 nm) || glass

и Fe(20 nm)|Cu(140 nm)|Fe(50 nm) || glass.

Пермаллой (Py) является магнитным сплавом Fe (20.6 at.%)–Ni (79.4 at.%) с узкой петлей гистерезиса и намагниченностью насыщения около 10 кГ. ПДР волноводов в зависимости от координаты z в направлении, перпендикулярном слоям, приведена на рис. 2. Для расчетов взяты табличные значения ядерной части ПДР. Намагниченность слоев Fe равна намагниченности насыщения 22.0 кГ. Для пермаллоя взята намагниченность насыщения 7.2 кГ. ПДР внешних слоев равна $\rho_1 = \rho_{1N} \pm \rho_{1M}$, где ρ_{1N} — вклад ядерного взаимодействия нейтронов с веществом, $\rho_{1M} \propto M$ — вклад магнитного взаимодействия нейтронов с веществом, M — намагниченность слоев. Знаки „+“ и „-“ соответствуют знаку проекции спина нейтронов на направление намагниченности слоев. Длина волны нейтронов равна 4.26 Å,

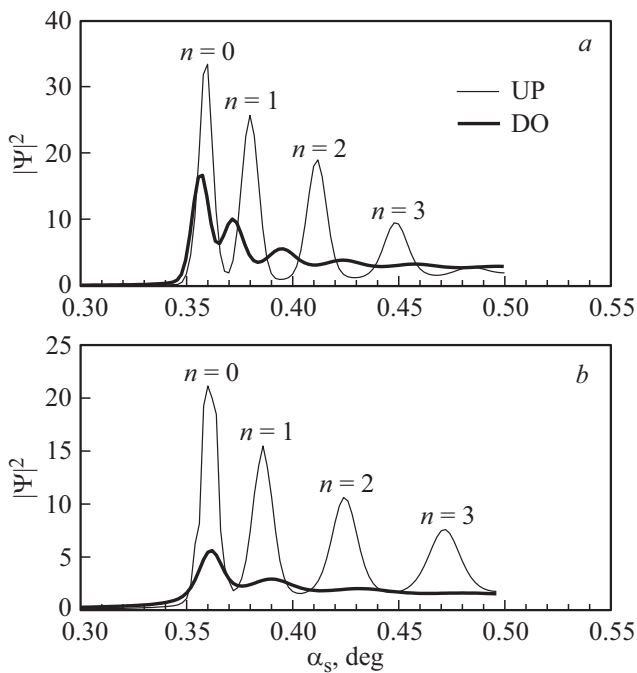


Рис. 3. Расчет квадрата модуля волновой функции нейтронов внутри волновода в зависимости от угла скольжения падающего пучка с поляризацией UP (тонкая линия) и DO (толстая линия): *a* — Ru|Cu|Ru; *b* — Fe|Cu|Fe.

разрешение по длине волны составляет 0.05 \AA , разрешение по углу скольжения начального пучка равно 0.006° . Можно видеть, что ПДР для нейтронов со спином „+“ имеет вид глубокой ямы для обоих волноводов. Для нейтронов со спином „–“ ПДР для волновода Ru|Cu|Ru имеет вид неглубокой ямы (рис. 2, *a*), а для волновода Fe|Cu|Fe — вид невысокого барьера (рис. 2, *b*).

На рис. 3 показан квадрат модуля волновой функции нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего пучка нейтронов со спином „+“ (up) и „–“ (do или down), просуммированный по координате z внутри волноводного слоя. Индексами $n = 0, 1, 2, \dots$ указаны порядки резонансов. Видно, что для волновода Ru|Cu|Ru (рис. 3, *a*) в резонансе $n = 0$ коэффициент усиления составляет 30 для спина up и 15 для спина do. Положения резонанса $n = 0$ для спинов up и do практически совпадают друг с другом, что определяется величиной ПДР волноводного слоя Cu. Положения резонансов более высоких порядков $n = 1, 2, \dots$ для спина do смещены в меньшие углы относительно резонансов для спина up. Для волновода Fe|Cu|Fe (рис. 3, *b*) коэффициент усиления нейтронной плотности в резонансе $n = 0$ составляет 20 для спина up и 5 для спина do. Положения резонанса $n = 0$ для спинов up и do также практически совпадают друг с другом, как и для волновода Ru|Cu|Ru. При этом максимумы резонансов более высоких порядков ($n = 1, 2$) слабо выражены.

Таким образом, расчеты показали, что коэффициент усиления нейтронной плотности в резонансе порядка

$n=0$ для спина up гораздо выше, чем для спина do. Отношение коэффициентов усиления нейтронной плотности для спина up и do составляет величину 2 для волновода Ru|Cu|Ru и 4 для Fe|Cu|Fe. Далее рассмотрим экспериментальные результаты.

3. Экспериментальные результаты

Эксперименты проведены на рефлектометре поляризованных нейтронов NREX [41]. Использовался пучок нейтронов с длиной волны 4.26 \AA и степенью поляризации 0.97. В качестве поляризатора использовалось одиночное суперзеркало в геометрии пропускания. Направление поляризации пучка нейтронов перед образцом изменялось с помощью спин-флиппера Мезея. Размеры образцов равны $30 \times 30 \times 5 \text{ mm}$. Расходимость падающего пучка 0.006° , разрешение по длине волны нейтронов 1.0%. Внешнее магнитное поле приложено параллельно плоскости образца для намагничивания пленки до насыщения. Напряженность приложенного магнитного поля составляла 1.0 kOe для волновода Ru|Cu|Ru и 1.5 kOe для Fe|Cu|Fe. Угловое разрешение ^3He газового двумерного позиционно-чувствительного детектора (ПЧД) равно 0.072° . Расстояние от первой диафрагмы шириной 0.25 mm до образца составляло 2200 mm, а от образца до детектора — 2400 mm. Пространственное разрешение детектора равно 3.0 mm. Перед образцом на расстоянии 200 mm располагалась вторая диафрагма шириной 0.7 mm, назначение которой состояло в уменьшении фона.

Для характеристики структуры волноводов были измерены коэффициенты зеркального отражения нейтронов для поляризации пучка up и do (рис. 4). На рис. 4, *a* показаны коэффициенты зеркального отражения от волновода Ru|Cu|Ru. Символы соответствуют эксперименту, линии — результатам подгонки расчетной модели структуры к экспериментальным данным. Были получены следующие параметры волновода

$$\begin{aligned} & \text{RuO}(2.3 \text{ nm}, 7.67 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}) | \text{Ru}(19.5, 8.83 \cdot 10^{-6}, \\ & 7.0 \text{ kG}) | \text{Cu}(132.0, 6.58 \cdot 10^{-6}) | \text{Ru}(48.0, 8.56 \cdot 10^{-6}, \\ & 7.2 \text{ kG}) | \text{glass}(2.63 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}). \end{aligned}$$

Здесь указаны толщины слоев в [nm], ядерная часть ПДР в [\AA^{-2}] и намагниченность в [kG]. В результате подгонки намагниченность верхнего тонкого слоя пермаллоя равна 7.0 kG, а нижний толстый слой имеет намагниченность 7.2 kG. Верхний слой имеет тонкую немагнитную пленку RuO в результате окисления. Процесс окисления является обычным, если не предпринимать специальных действий. Например, напылять защитный слой на поверхность пленки.

На рис. 4, *b* приведены коэффициенты зеркального отражения нейтронов от волновода Fe|Cu|Fe (символы —

эксперимент, линии — подгонка). В результате подгонки получены следующие параметры

$$\text{FeO}(5.4 \text{ nm}, 7.49 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})$$

$$|\text{Fe}(15.4 \text{ nm}, 8.03 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, 22.0 \text{ kG})|$$

$$\text{Cu}(136.0 \text{ nm}, 6.96 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2})$$

$$|\text{Fe}(51.0 \text{ nm}, 8.03 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}, 22.0 \text{ kG})|$$

$$|\text{glass}(3.97 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-2}).$$

Можно заметить, что оксидный слой для железа больше, чем для пермаллоя. Намагниченность насыщения железа равна табличному значению.

Далее в эксперименте измерялась интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от угла скольжения падающего поляризованного пучка (рис. 5). На рис. 5, *a* показана интенсивность микропучка нейтронов для волновода Py|Cu|Py. Величина статистической ошибки интенсивности равна размеру символов и меньше. Можно видеть, что уровень фона в области резонанса $n = 0$ равен 2.1 n/s. Интенсивность микропучка в резонансе $n = 0$ за вычетом фона составляет величину 2.0 n/s для поляризации падающего пучка up и 1.2 n/s для поляризации do. Тогда отношение интенсивностей микропучка для поляризации up и do равно 1.7 ± 0.3 . Здесь важно заметить, что в эксперименте с микропроволочкой [2,8] удалось значительно снизить фон в микропучке. Для

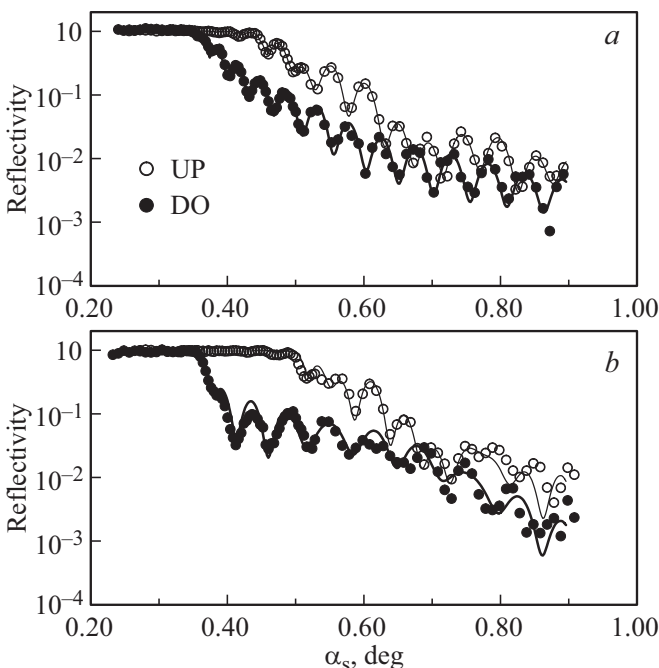


Рис. 4. Коэффициенты зеркального отражения нейтронов для поляризации падающего пучка UP (открытые символы) и DO (закрытые символы): *a* — Py|Cu|Py; *b* — Fe|Cu|Fe. Точки — эксперимент, линии — подгонка.

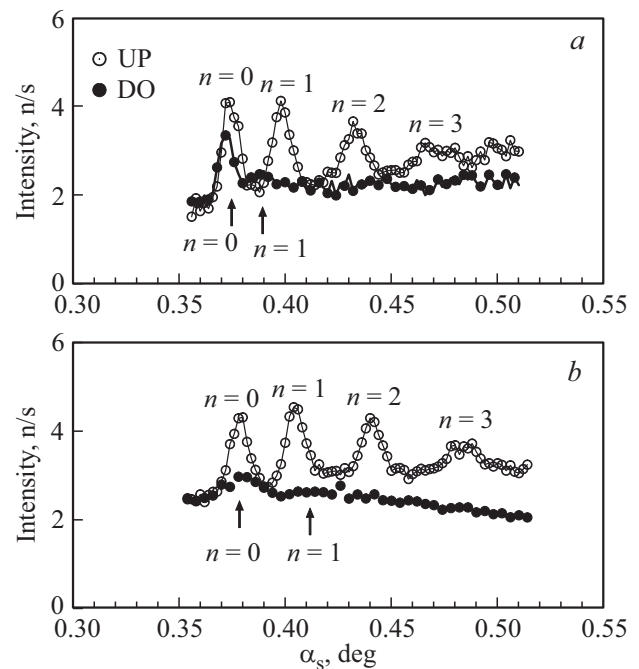


Рис. 5. Интенсивность микропучка нейтронов для поляризации падающего пучка UP (открытые символы) и DO (закрытые символы): *a* — Py|Cu|Py; *b* — Fe|Cu|Fe.

этого на входной торце подложки волновода наклеивалась пластинка Cd, а на поверхность волновода около выхода помещалось лезвие из поглощающего нейтроны кристалла GGG. В итоге фон был примерно в 10 раз меньше полезного сигнала. В настоящем эксперименте не ставилась задача так сильно уменьшать фон. Для блокировки прямого и зеркально отраженного пучков использовалась простая конструкция из двух пластинок Cd на расстоянии примерно 700 mm от позиции образца: пластина на стойке с шаговым двигателем, которая блокировала прямой пучок, и пластина на движущейся массивной защите ПЧД, которая блокировала отраженный пучок.

Для волновода Fe|Cu|Fe (рис. 5, *b*) уровень фона в области резонанса $n = 0$ равен 2.4 n/s. Интенсивность микропучка в резонансе $n = 0$ за вычетом фона составляет величину 1.9 n/s для поляризации падающего пучка up и 0.5 n/s для поляризации do. В итоге отношение интенсивностей микропучка для поляризации up и do равно 3.8 ± 0.5 . Можно заметить, что для обоих волноводов интенсивность микропучка нейтронов для поляризации up значительно выше, чем для поляризации do. Таким образом, полученные экспериментальные данные подтверждают предварительные расчеты по теории резонансов.

4. Обсуждение результатов

В настоящей работе исследованы нейтронные волноводы, состоящие из внешних магнитных слоев и немаг-

нитного среднего слоя. Использовались поляризованный начальный пучок нейтронов и намагниченные до насыщения пленки. ПДР внешних слоев меняется, а ПДР среднего слоя остается постоянной. В такой резонансной структуре положение резонансов для начальной поляризации up и do слабо меняется, а коэффициент усиления нейтронной плотности изменяется сильно. Длина волны нейтронов была фиксирована. Измерялась интенсивность микропучка нейтронов, выходящего из торца немагнитного волноводного слоя. Получено, что интенсивность микропучка в резонансе порядка $n = 0$ для поляризации up в несколько раз выше, чем для поляризации do . Для резонансов более высоких порядков это отношение еще выше. Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что магнитная структура волновода влияет на величину коэффициента усиления нейтронной плотности внутри волновода. В данном случае состояние магнитной пленки не меняется, а меняется поляризация падающего на образец пучка.

Можно изменять коэффициент усиления нейтронной плотности другим способом. Например, взять начальный пучок с фиксированной поляризацией up и перемагничивать магнитные слои с помощью приложенного осциллирующего во времени магнитного поля. В [42,43] описаны метод рефлектометрии нейтронов в переменном магнитном поле и экспериментальная установка. Метод используется для исследования динамики доменной структуры в пленках. Частота переключения магнитного поля составляет около 300 кГц. При этом можно менять частоту и амплитуду переменного магнитного поля, а также соотношение времени для положительной и отрицательной намагниченности пленки. Данный способ является более сложным, но дает больше возможностей влиять на состояние образца и на коэффициент усиления нейтронной плотности. Здесь необходимо будет исследовать возможные процессы деполаризации пучка нейтронов при взаимодействии с волноводом.

Преимущество волновода со внешними магнитными слоями и средним немагнитным слоем состоит в следующем. Если используется времяпролетная методика, то при фиксированном угле скольжения падающего пучка нейтронов в спектре микропучка присутствуют все нейтроны с набором длин волн λ_n в резонансах $n = 0, 1, 2, \dots$. При этом интенсивность микропучка нейтронов с поляризацией do в резонансах является малой по сравнению с поляризацией up (рис. 5, *b*). Если взять, например, волновод Fe|Co|Fe с тремя магнитными слоями [44], то положение резонансов для поляризации do будет сильно смещено по длине волны нейтронов. Но все равно нейтроны с поляризацией do в резонансах будут присутствовать в спектре. Примерно то же самое происходит и в волноводах с немагнитными внешними слоями и магнитным средним слоем [38–40,45]. Положение нейтронных резонансов по энергии расщепляется для поляризации up и do , но амплитуды резонансов остаются примерно одинаковыми. Поэтому во время-

пролетном спектре микропучка будут присутствовать нейтроны с противоположной поляризацией.

В настоящей работе рассмотрен в самом общем виде принцип действия волновода с внешними магнитными слоями. Показано, что амплитуда интенсивности микропучка в резонансах для начальной поляризации up значительно выше интенсивности для поляризации do . В расчетах не рассматривалась зависимость амплитуды и ширины нейтронных резонансов от параметров структуры и экспериментальных условий. В [46] теоретически и экспериментально исследовалась ширина нейтронных резонансов в немагнитном волновode в зависимости от угловой расходимости падающего пучка нейтронов. Получено, что спектральная ширина нейтронных резонансов увеличивается с ростом угловой расходимости падающего пучка нейтронов. В той же работе была получена экспериментальная оценка собственной ширины нейтронных резонансов в волновode. Из этих результатов следует, что в дальнейшем необходимо проводить дополнительные исследования о влиянии процессов перемагничивания внешних магнитных слоев волновода на амплитуду и ширину нейтронных резонансов.

5. Заключение

Исследованы нейтронные волноводы Pu|Cu|Pu и Fe|Cu|Fe с внешними магнитными слоями и немагнитным средним слоем. Расчеты по теории резонансов в слоистых структурах показали, что в таких волноводах коэффициент усиления нейтронной плотности в резонансах для поляризации начального пучка up значительно выше, чем для поляризации do . В эксперименте на поверхность магнитного волновода падал коллимированный поляризованный пучок нейтронов. Затем нейтроны каналировались вдоль среднего немагнитного слоя и выходили из торца канала в виде расходящегося пучка микропучка ширины. Регистрировалась интенсивность микропучка нейтронов в зависимости от знака поляризации падающего пучка нейтронов. Получено, что интенсивность микропучка нейтронов в резонансе порядка $n = 0$ для поляризации do меньше интенсивности микропучка для поляризации up в 1.7 ± 0.3 раза для волновода Pu|Cu|Pu и в 3.8 ± 0.5 раза для волновода Fe|Cu|Fe. Экспериментальные данные подтверждают предварительные расчеты. Потенциальное применение волноводов данного типа — это управление цепной реакцией деления урана с помощью внешнего магнитного поля для создания миниатюрной атомной электростанции [15].

Благодарности

Авторы благодарят А. Рюма (A. Rühm) за помощь в проведении экспериментов на нейтронном рефлектометре NREX.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Ott. Focusing Optics for Neutrons. In: Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics. Springer Series in Optical Sciences. (2008). V. 137. P. 113–134.
- [2] F. Ott, S. Kozhevnikov, A. Thiaville, J. Torrejón, M. Vázquez. Nucl. Instrum. Meth. A **788**, 29 (2015).
- [3] F. Pfeiffer, V. Leiner, P. Høghøj, I. Anderson. Phys. Rev. Lett. **88**, 5, 055507 (2002).
- [4] S.V. Kozhevnikov, A. Rühm, F. Ott, N.K. Pleshanov, J. Major. Physica B **406**, 12, 2463 (2011).
- [5] С.В. Кожевников, В.К. Игнатович, Ю.В. Никитенко, Ф. Отт, А.В. Петренко. Письма в ЖЭТФ **102**, 1, 3 (2015). [S.V. Kozhevnikov, V.K. Ignatovich, Yu.V. Nikitenko, F. Ott, A.V. Petrenko. JETP Lett. **102**, 1, 1 (2015)].
- [6] С.В. Кожевников, В.Д. Жакетов, Ф. Радю. ЖЭТФ **154**, 4, 698 (2018). [S.V. Kozhevnikov, V.D. Zhaketov, F. Radu. JETP **127**, 4, 593 (2018)].
- [7] S.V. Kozhevnikov, V.D. Zhaketov, T. Keller, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu. Nucl. Instrum. Meth. A **915**, 54 (2019).
- [8] С.В. Кожевников, Ф. Отт, J. Torrejón, M. Vázquez, A. Thiaville. ФГТ **56**, 1, 63 (2014). [S.V. Kozhevnikov, F. Ott, J. Torrejón, M. Vázquez, A. Thiaville. Phys. Solid State **56**, 1, 57 (2014)].
- [9] S.V. Kozhevnikov, A. Rühm, J. Major. Crystallogr. Rep. **56**, 7, 1207 (2011).
- [10] F. Radu, V.K. Ignatovich. Physica B **292**, 1–2, 160 (2000).
- [11] V.K. Ignatovich, F. Radu. Phys. Rev. B **64**, 20, 205408 (2001).
- [12] Ю.В. Никитенко. Физика элементарных частиц и атомного ядра **40**, 6, 1682 (2009). [Yu.V. Nikitenko. Phys. Particles Nuclei **40**, 6, 890 (2009)].
- [13] H. Zhang, P.D. Gallagher, S.K. Satija, R.M. Lindstrom, R.L. Paul, T.P. Russell, P. Lambooy, E.J. Kramer. Phys. Rev. Lett. **72**, 19, 3044 (1994).
- [14] V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, F. Radu, Yu.M. Gledenov, P.V. Sedyshev. Physica B **276–278**, 946 (2000).
- [15] S.P. Pogossian. J. Appl. Phys. **102**, 10, 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 **6**, 10 (2021). [V.D. Zhaketov, K. Храмо, A.V. Petrenko, Yu.N. Khaydukov, A. Csik, Yu.N. Koptch, N.A. Gundorin, Yu.V. Nikitenko, V.L. Aksenov. J. Surface Investigation: X-ray, Synchrotron Neutron Techniques **15**, 3, 549 (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 **6**, 20 (2019). [V.D. Zhaketov, A.V. Petrenko, S.N. Vdovichev, V.V. Travkin, A. Csik, Yu.N. Koptch, Yu.M. Gledenov, E. Sansarbayar, N.A. Gundorin, Yu.V. Nikitenko, V.L. Aksenov. J. Surface Investigation: X-ray, Synchrotron Neutron Techniques **13**, 3, 478 (2019)].
- [18] Ю.В. Никитенко, А.В. Петренко, Н.А. Гундорин, Ю.М. Гледенов, В.Л. Аксенов. Кристаллография **60**, 4, 518 (2015). [Yu.V. Nikitenko, A.V. Petrenko, N.A. Gundorin, Yu.M. Gledenov, V.L. Aksenov. Crystallogr. Rep. **60**, 4, 466 (2015)].
- [19] В.Л. Аксенов, В.Д. Жакетов, Ю.В. Никитенко. Физика элементарных частиц и атомного ядра **54**, 4, 898 (2023). [V.L. Aksenov, V.D. Zhaketov, Yu.V. Nikitenko. Phys. Particles. Nuclei **54**, 4, 756 (2023)].
- [20] В.Л. Аксенов, Ю.В. Никитенко, С.В. Кожевников, Ф. Радю, Р. Круис, Т. Реквелдт. Поверхность **8**, 10 (2000). [V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, S.V. Kozhevnikov, F. Radu, R. Kruijs, T. Rekveldt. J. Surface Investigation: X-ray, Synchrotron Neutron Techniques **16**, 8, 1225 (2001)].
- [21] Yu. Khaydukov, A.M. Petrzhhik, I.V. Borisenko, A. Kalabukhov, D. Winkler, T. Keller, G.A. Ovsyannikov, B. Keimer. Phys. Rev. B **96**, 16, 165414 (2017).
- [22] Yu.N. Khaydukov, D. Lenk, V. Zdravkov, R. Morari, T. Keller, A.S. Sidorenko, L.R. Tagirov, R. Tidecks, S. Horn, B. Keimer. Phys. Rev. B **104**, 17, 174445 (2021).
- [23] M. Wolff, A. Devishvili, J.A. Dura, F.A. Adlmann, B. Kitchen, G.K. Pálsson, H. Palonen, B.B. Maranville, Ch.F. Majkrzak, B.P. Toperverg. Phys. Rev. Lett. **123**, 1, 016101 (2019).
- [24] S.V. Kozhevnikov, F. Ott, E. Kentzinger, A. Paul. Physica B **397**, 1–2, 68 (2007).
- [25] S.V. Kozhevnikov, F. Ott, A. Paul, L. Rosta. Eur. Phys. J. Spec. Topics **167**, 1, 87 (2009).
- [26] E. Kentzinger, U. Rücker, B. Toperverg, T. Brückel. Physica B **335**, 1–4, 89 (2003).
- [27] F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, H. Zabel. Physica B **335**, 1–4, 63 (2003).
- [28] L. Guasco, Yu.N. Khaydukov, S. Pütter, L. Silvi, M.A. Paulin, T. Keller, B. Keimer. Nature Commun. **13**, 1, 1486 (2022).
- [29] A. Perrichon, A. Devishvili, K. Komander, G.K. Pálsson, A. Vorobiev, R. Lavén, M. Karlsson, M. Wolff. Phys. Rev. B **103**, 23, 235423 (2021).
- [30] V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko. Physica B **297**, 1–4, 101 (2001).
- [31] S.V. Kozhevnikov, V.K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, J. Major. ЖЭТФ **144**, 4, 733 (2013). [S.V. Kozhevnikov, V.K. Ignatovich, F. Ott, A. Rühm, J. Major. JETP **117**, 4, 636 (2013)].
- [32] Ю.В. Никитенко, В.В. Проглядо, В.Л. Аксенов. Поверхность **10**, 3 (2014). [Yu.V. Nikitenko, V.V. Proglyado, V.L. Aksenov. J. Surface Investigation: X-ray, Synchrotron Neutron Techniques **8**, 5, 961 (2014)].
- [33] С.В. Кожевников, В.Д. Жакетов, Ю.Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Радю. ЖЭТФ **152**, 6, 1192 (2017). [S.V. Kozhevnikov, V.D. Zhaketov, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu. JETP **125**, 6, 1015 (2017)].
- [34] С.В. Кожевников, Т. Келлер, Ю.Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Радю. ЖЭТФ **155**, 4, 590 (2019). [S.V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu. JETP **128**, 4, 504 (2019)].
- [35] С.В. Кожевников, Ю.Н. Хайдуков, Ф. Отт, Ф. Радю. ЖЭТФ **153**, 5, 712 (2018). [S.V. Kozhevnikov, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu. JETP **126**, 5, 592 (2018)].
- [36] S.V. Kozhevnikov, T. Keller, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, F. Radu. Nucl. Instrum. Meth. A **875**, 177 (2017).
- [37] S.P. Pogossian, H. Le Gall, A. Menelle. J. Magn. Magn. Mater. **152**, 3, 305 (1996).
- [38] S.V. Kozhevnikov, Yu.N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, F. Radu. Письма в ЖЭТФ **103**, 1, 38 (2016). [S.V. Kozhevnikov, Yu.N. Khaydukov, T. Keller, F. Ott, F. Radu. JETP Lett. **103**, 1, 36 (2016)].

- [39] S.V. Kozhevnikov, V.D. Zhaketov, T. Keller, Yu.N. Khaydukov, F. Ott, Chen Luo, Kai Chen, F. Radu. Nucl. Instrum. Meth. A **927**, 87 (2019).
- [40] С.В. Кожевников. Физика элементарных частиц и атомного ядра **50**, 3, 284 (2019). [S.V. Kozhevnikov. Phys. Particl. Nucl. **50**, 3, 300 (2019)].
- [41] Yu.N. Khaydukov, O. Soltwedel, T. Keller. J. Large Scale Res. Facilities **1**, A38 (2015).
- [42] K. Zhernenkov, S. Klimko, B.P. Toperverg, H. Zabel. J. Physics: Conf. Ser. **211**, 012016 (2010).
- [43] S. Klimko, K. Zhernenkov, B.P. Toperverg, H. Zabel. Rev. Scientific Instrum. **81**, 10, 103303 (2010).
- [44] S. Kozhevnikov, T. Keller, Yu. Khaydukov, F. Ott, A. Rühm, J. Major. Phys. Procedia **42**, 80 (2013).
- [45] A. Rühm, S.V. Kozhevnikov, F. Ott, F. Radu, J. Major. Nucl. Instrum. Meth. A **708**, 83 (2013).
- [46] С.В. Кожевников, В.К. Игнатович, А.В. Петренко, Ф. Радду. ЖЭТФ **150**, 6, 1094 (2016). [S.V. Kozhevnikov, V.K. Ignatovich, A.V. Petrenko, F. Radu. JETP **123**, 6, 950 (2016)].

Редактор Е.В. Толстякова