

P3-2026-8

В. Л. Аксенов^{1,*}

РЕЗОНАНСНАЯ НЕЙТРОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ

К 70-летию Объединенного института
ядерных исследований

Направлено в журнал «Успехи физических наук»

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

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

Резонансная нейтронная рефлектометрия

Изложены принципы нового метода структурной нейтронографии — резонансной нейтронной рефлектометрии, основанной на использовании резонансного усиления нейтронного волнового поля в квазидвумерных слоистых системах. Метод значительно повышает чувствительность при определении параметров структурных и магнитных потенциалов, положения магнитных слоев, пространственного распределения изотопов в многослойных наноструктурах и может служить эффективным дополнением к стандартной рефлектометрии.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2026

Resonant Neutron Reflectometry

The paper reports principles of a new technique based on neutron scattering—resonant neutron reflectometry. It utilizes the resonant amplification of the neutron wave field in quasi-2D layered systems. The practical implication of this approach significantly increases sensitivity in determining the parameters of structural and magnetic potentials, the position of magnetic layers, as well as the spatial distribution of isotopes in multilayered nanostructures. It can be considered as an effective technique complementary to the standard reflectometry.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2026

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время получило развитие новое направление в структурной нейтронографии — резонансная нейтронная рефлектометрия (РНР), которая открывает новые возможности в изучении поверхностей и межфазных границ в многослойных структурах. Поэтому представляется весьма актуальным дать обзор основ этого нового метода.

Во всех стандартных курсах квантовой механики (см., например, [1, 2]) имеется раздел, посвященный изучению свойств уравнения Шредингера на примере систем в одном измерении, приводятся различные схемы вычисления коэффициентов отражения и прохождения через потенциальные барьеры. Решение этих задач составляет основу рефлектометрии, нейтронной и рентгеновской. В конечной прямоугольной одномерной потенциальной яме при определенных условиях возникает явление резонанса, когда в некотором интервале значений энергии интенсивность волны сильно возрастает. Термин резонанс относится к поведению волновой функции в зависимости от энергии или волнового числа, условия резонансов выполняются для их дискретных значений. Поведение волновой функции в координатном представлении описывается стоячей волной.

Стоячие волны образуются в результате интерференции падающих и отраженных волн. Они могут возникать вблизи отражающей поверхности снаружи, а также внутри слоев многослойной системы. При наличии резонансов стоячие волны формируются особенно четко, их амплитуда усиливается. Понятие усиления стоячей волны, или усиления плотности волнового поля нейтронов, относится к пространственному распределению волновой функции внутри резонатора. Полная волновая функция в стоячей волне состоит из фиксированных в пространстве максимумов и минимумов, параллельных границам раздела.

Обычно в рефлектометрических экспериментах измеряют коэффициенты отражения и пропускания за областью полного отражения. Но можно поставить вопрос об измерении волновой функции (плотности вероятности нахождения частицы, далее речь пойдет о нейтронах). Для этого надо определить места, где расположены максимумы и минимумы волновой функции. Поместив в область максимума поглощающий или рассеивающий нейтроны тонкий слой вещества (зонд), мы существенно ослабим нейтронный пучок и увеличим выход вторичных частиц — продуктов ядерной реакции в результате поглощения нейтронов или незеркально отраженных нейтронов. Зонд, помещенный в область минимума, будет для нейтронов прозрачен, и вторичное излучение в нем будет подавлено. Таким способом

мы получаем дополнительный способ прецизионного измерения деталей структуры слоистых квазидвумерных систем.

Использование резонансного усиления нейтронного волнового поля (стоячих волн) и составляет основу РНР, которая может служить хорошим дополнением к стандартной рефлектометрии в случае слабо возмущенных структур.

Эффект резонансного усиления стоячих волн в тонких пленках в условиях полного отражения был установлен в начале 1990-х гг. сначала для рентгеновских лучей [3, 4], а затем для нейтронов [5, 6]. Было показано, что фактор усиления может при определенных экспериментальных условиях достигать нескольких порядков, что особенно важно для нейтронной рефлектометрии ввиду низкой, по сравнению с рентгеновскими лучами, плотности потока нейтронов. В [5, 6] использовался способ регистрации вторичного излучения в виде гамма-квантов, которое возникает в результате внутриядерных процессов после захвата нейтрона в поглощающем слое. Образец готовился так, чтобы зондирующий слой содержал атомные ядра, для которых сечение реакции (n, γ) велико. Например, в полимерную пленку вводился слой, содержащий гадолиний [6].

Метод резонансного усиления нейтронных стоячих волн (плотности нейтронов) в режиме полного отражения был детально разработан в наших работах. Регистрировались зеркально отраженные нейтроны (первичное излучение) и вторичное излучение: заряженные частицы (альфа-частицы и тритоны [7, 8]) и гамма-кванты [9, 10].

Принципиально новым шагом стало распространение метода в область магнитных систем и использование поляризованных нейтронов. В работах [11, 12] было впервые показано, что при полном отражении поляризованных нейтронов образуется стоячая волна в заданном спиновом состоянии нейтронов с проекцией спина вдоль или против магнитного поля, регистрация которой может быть осуществлена с помощью детектирования нейтронов, отраженных с переворотом спина. Для этого в пучность стоячей волны помещается магнитно-неколинеарный слой, чувствительный к поляризации нейтронов.

Теоретические основы РНР даны в работе [13]. Экспериментальные возможности описаны в обзорах [14, 15]. Постановка рефлектометрического эксперимента по своей сложности, в принципе, мало отличается от других основных методов нейтронографии изучения трехмерных объектов, таких как дифракция, малоугловое и неупругое рассеяние. Существенное различие состоит в следующем. При рассмотрении рассеяния медленных нейтронов в трехмерном конденсированном веществе в большинстве случаев вполне удовлетворительным оказывается первый порядок теории возмущений по взаимодействию нейтронов со средой — борновское приближение, описывающее процессы однократного рассеяния, основанное на слабом возмущении нейтронным потоком большого коллектива частиц образца. В этом случае сечение рассеяния, формулу Борна, получают по теории квантовых переходов с использованием так называемого *золотого правила Ферми* и затем переходят по рецепту Ван Хофа к корреляционным

функциям. Задача теории состоит в вычислении временных корреляционных функций.

В случае рассеяния при скользящем падении (рефлектометрия) борновское приближение не всегда удовлетворяет условиям задачи, поэтому необходимо использовать более общую теорию квантовых столкновений (см., например, [1,2]), задача которой состоит в вычислении амплитуд рассеяния.

Поскольку в рефлектометрии требуется выходить за рамки первого порядка теории возмущений, особенно в области полного отражения и вблизи критического значения волнового числа (угла отражения), то необходимо более внимательное отношение к базовым принципам и принимаемым, довольно сильным, допущениям теории. По ходу изложения кратко рассмотрим элементы общей теории, пренебрежение которыми может приводить к неверной трактовке экспериментальных данных. Будут сформулированы основные принципы нейтронной рефлектометрии и приближения теории, позволяющие использовать решения одномерных задач квантовой механики, связанных с основными типами экспериментально изучаемых структур: поверхность, пленка на подложке, двухслойная структура на подложке и многослойные системы. Будут представлены общая схема описания резонансов при рассеянии на одномерных потенциалах, методы зондирования волновой функции по резонансному усилению вторичного излучения и по отражению поляризованных нейтронов в заданном спиновом состоянии.

1. ОСОБЕННОСТИ НЕЙТРОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Нейтронная рефлектометрия (НР) состоит в изучении рассеяния при скользящем падении медленных нейтронов (с энергией меньше 1 эВ и длиной волны больше 0,1 нм) от поверхностей и от границ раздела в многослойных тонких пленках. Базовым процессом при этом является полное отражение от поверхности, открытое Ферми с коллегами в 1940-х гг. [16, 17]. Полное отражение происходит на границе раздела сред, характеризующейся положительным изменением потенциала взаимодействия нейтрона с поверхностью, при углах падения меньше критического, который зависит от длины волны нейтрона, плотности длины рассеяния и магнитных свойств среды. Для большинства материалов для тепловых нейтронов с длиной волны 0,18 нм критический угол оказывается меньше 1° , соответственно, на исследуемый образец попадает мало нейтронов и изучение процессов рассеяния затруднено. Поэтому НР начала активно развиваться позже других методов нейтронографии (дифракции, малоуглового и неупругого рассеяния) и как систематический метод начала формироваться только в 1980-х гг. Этому способствовали два обстоятельства. Первое — в это время бурное развитие получили технологии напыления тонких магнитных пленок и возникла потребность в новых методах исследований. Второе — в начале 1980-х гг. были построены высокопоточные импульсные источники нейтронов, открывающие новые возможности. Среди них был и пуль-

сирующий реактор ИБР-2, принятый в эксплуатацию в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) в 1984 г. [18].

Уже первые эксперименты показали, что изучение интенсивности «частично» отраженных нейтронов за областью полного отражения может дать детальную информацию о структуре поверхности, ее межфазных границах [19–21]. Появилась возможность измерения пространственного профиля ядерного и магнитного потенциала взаимодействия нейтронов с веществом (плотности длины рассеяния, ПДР) в глубине образца относительно поверхности. В методе НР используются все возможности рассеяния нейтронов, отличающие их от рентгеновских лучей и электронов: слабое поглощение веществом, немонотонность изменения когерентной длины рассеяния с атомным номером, зависимость от изотопного содержания, относительно сильное магнитное взаимодействие. При этом эффективно используется вариация контраста посредством изотопного замещения. В результате, по восстановленным из экспериментальных кривых отражения профилям ПДР определяют функции распределения различных химических групп по глубине перпендикулярно границам раздела и отслеживают их изменения при варьировании внешних условий. Основные понятия о взаимодействии нейтронов с веществом, теория рассеяния медленных нейтронов в конденсированном веществе и современные экспериментальные методы нейтронографии изложены, например, в [22].

Особыми возможностями метод НР обладает при использовании пучков поляризованных нейтронов [23–29]. К структурным характеристикам, определяемым пространственным распределением плотности ядер вещества (ядерная плотность длины рассеяния, ядерная ПДР), добавляется возможность изучения распределения магнитной ПДР. В отличие от немагнитной НР, при которой профиль ПДР соответствует одной амплитуде отражения, в рефлектометрии с поляризованными нейтронами (РПН) амплитуда отражения представляет собой матрицу 2×2 , компоненты которой определяют амплитуды отражения с переворотом и без переворота спина. Это открывает возможности восстановления с помощью РПН структуры слоистых низкоразмерных магнетиков и определения величины и ориентации векторов намагниченности в слоях. Изучению магнетизма в магнитных слоях и тонких пленках в последние годы уделяется повышенное внимание. Рефлектометрия поляризованных нейтронов здесь имеет большие перспективы, поскольку этот метод является чувствительным к морфологическим и магнитным особенностям слоистых наноструктур. Некоторые из перечисленных эффектов, например, обменное подмагничивание и обменное взаимодействие через промежуточные слои, уже неплохо изучены для существующих технологических систем. Однако с их продолжающейся миниатюризацией эти эффекты будут проявляться на меньших масштабах с усилением роли границ и влияния на состояние электронной системы, что особенно важно, например, для решения задач спинтроники, в частности, для создания спиновых транзисторов, в которых контролируется спиновый ток, для использования в процессорах, в устройствах постоянной памяти и для реализации кубитов — элементов для квантовых вычислений.

Нейтронная рефлектометрия часто является единственным экспериментальным методом, с помощью которого можно получать достаточно детальную информацию о состоянии границ жидкой фазы с газом, твердым телом или другой жидкостью, а также о состоянии слоистых структур на этих границах независимо от химического состава материалов. С помощью НР детально изучают физические и химические процессы на границах фаз в биологических материалах и биологические процессы, связанные с взаимодействием и переносом вещества через биологические мембраны [30]. НР является методом, чувствительным к состоянию границ и пригодным для исследования вещества в количестве нескольких нанограмм. В исследованиях методом НР большое значение имеют особенности взаимодействия нейтронов с веществом, которые определяют уникальность метода и его комплементарность к светосильному методу рентгеновской рефлектометрии. Например, замещение водорода на дейтерий используют при изучении биоматериалов для повышения чувствительности к определенным компонентам на границах, более однозначного выбора модели изучаемой структуры. С использованием изотопного контрастирования и изотопного замещения можно получить уникальную информацию, измеряя сечения сопутствующего незеркального рассеяния, а также малоуглового рассеяния при скользящем падении. Чувствительность нейтронов к легким элементам, изотопное замещение и контрастирование, чувствительность к малому количеству исследуемого вещества (в виде тонкого слоя) и неразрушающий характер являются хорошей основой для использования метода НР при исследовании свойств биологических мембран.

Другой обширной областью для НР являются развивающиеся в последнее время методы воздействия на поверхность материалов [31]. Например, самоорганизующиеся монослои органических молекул позволяют изменять характеристики поверхностей (границ раздела): смачивание, адгезию, химическую устойчивость, биосовместимость. Поэтому они находят все более широкое применение в электронике, электрохимии и биологии и могут служить для защиты металлов от воздействия химически активных сред при травлении для изменения поверхностных свойств электродов в различных микро- и наноэлектромеханических системах для контролирования передачи электронов через контакты. Самоорганизующиеся монослои могут наноситься на наноструктуры и обеспечивать их функциональность, например, химическую или биологическую избирательность (химические датчики, биосенсоры, нанороботы). Большую область исследований представляют также монослои полимеров и полимерных нанокомпозитов, многослойные тонкие пленки полимеров. Исследуются эффекты самоорганизации наночастиц в полимерной матрице, диффузии полимерных молекул на границах раздела, влияние внешних условий (температуры, влажности) на поверхности пленок [32].

Нейтронные рефлектометры становятся с каждым годом все популярнее. В настоящее время практически на каждом источнике нейтронов в мире имеется по крайней мере один рефлектометр, на котором проводятся структурные исследования тонких пленок и многослойных нанострук-

тур. Полный перечень и краткое описание большинства из них можно найти в постоянно обновляемом обзоре [33]. Примером рефлектометра нового поколения может служить рефлектометр М-STAR, планируемый к созданию в Ок-Риджской национальной лаборатории (США) [34] на второй мишени импульсного испарительного источника нейтронов (Spallation Neutron Source). Описание создаваемых и проектируемых на будущее российских рефлектометров имеется в недавнем обзоре [35]. В России в настоящее время имеются три реально работающих рефлектометра, все они расположены на реакторе ИБР-2М ОИЯИ в Дубне [22]. В двух из них, РЕФЛЕКС [36] и РЕМУР [37], используются поляризованные нейтроны и вертикальное расположение образца, третий — ГРЭЙНС [38] — имеет горизонтальное расположение образца для исследований жидких поверхностей и в перспективе тоже будет иметь поляризованные нейтроны. На рефлектометре РЕМУР создан единственный в мире измерительный комплекс РНР с использованием всех видов вторичного излучения и поляризованных нейтронов [14, 15].

2. БАЗОВЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

2.1. Оптический потенциал. В основе рефлектометрии лежит явление зеркального отражения от плоских, идеально гладких поверхностей раздела между различными средами [39]. Предполагается, что эти поверхности являются сплошными, т.е. не имеют атомной структуры, и не ограничены в пространстве. В результате процесса рассеяния волновая функция $\Psi_0(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}_0\vec{r})$ нейтрона, падающего на поверхность с волновым вектором $\vec{k}_0$ под скользящим углом α_0 , преобразуется в волновую функцию $\Psi_1(\vec{r}) = r_0 \exp(i\vec{k}_1\vec{r})$ нейтрона, отраженного от поверхности под

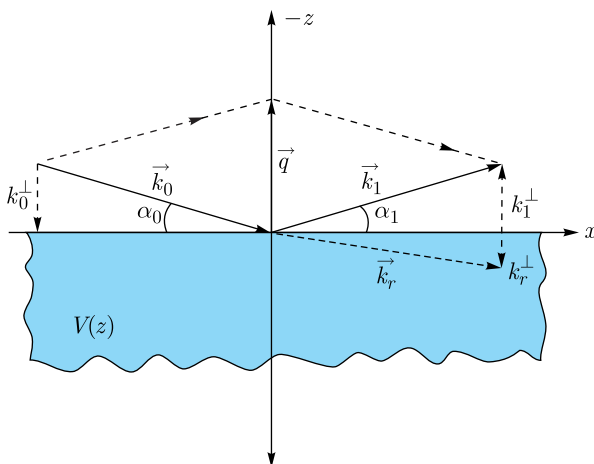


Рис. 1. Схема отражения и преломления нейтронных волн от бесконечной идеально гладкой сплошной поверхности

скользящим углом $\alpha_1 = \alpha_0$ и распространяющегося с волновым вектором $\vec{k}_1$ (рис. 1); r_0 — амплитуда отражения.

Прежде всего отметим, что зеркальное отражение является упругим процессом рассеяния, в результате которого энергии отраженных, $E_1 = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m}$, и падающих, $E_0 = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}$, нейтронов равны друг другу: $E_0 = E_1 = E$, а длины волновых векторов $k_0 = k_1 = k$ не изменяются, и нейтрон не может передать энергию среде макроскопических размеров. Это свойство обусловлено инвариантностью системы относительно сдвига по времени.

Приближение сплошной среды имеет силу, когда волновое число рассеяния q много меньше обратных межатомных расстояний d , которые в твердых телах и жидкостях обычно сравнимы с длинами волн λ тепловых нейтронов в интервале от 0,1 до 1 нм. При скользящем падении углы падения и отражения малы: $\alpha_0 \ll 1$ и $\alpha_1 = \theta - \alpha_0 \ll 1$ соответственно. По определению зеркального отражения угол падения равен углу отражения: $\alpha_0 = \alpha_1 = \alpha$. При этом угол рассеяния $\theta = 2\alpha$ тоже мал: $\theta \ll 1$. Однако, в отличие от обычного метода малоуглового рассеяния нейтронов, в рефлектометрии эта малость определяется малостью углов падения и отражения, необходимых для полного отражения. Следствием этого являются и разные режимы интерференции. При малоугловом рассеянии интерференция происходит в основном между волнами падающего пучка и отраженного под некоторым углом. В рефлектометрии определяющей является интерференция между падающим пучком и отраженным в направлении падающего.

Ограничивающая однородную среду идеально плоская и бесконечная поверхность инвариантна относительно ее сдвига параллельно самой себе, что имеет последствия принципиального значения. При переходе из одной среды в другую продольная (вдоль поверхности) составляющая скорости нейтрона не изменяется, так как воздействие со стороны среды в продольном направлении отсутствует. Изменяется только поперечная составляющая. Другими словами, тангенциальная компонента импульса нейтрона сохраняется, так что проекции $\vec{k}_1^{\parallel} = \vec{k}_0^{\parallel}$ волновых векторов на отражающую плоскость остаются неизменными, передачи компоненты импульса нейтрона вдоль поверхности не происходит, и тангенциальная проекция $\vec{q}_{\parallel} = \vec{k}_1^{\parallel} - \vec{k}_0^{\parallel} = 0$ волнового вектора рассеяния $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0$ строго равна нулю. Соответственно, при зеркальном отражении распространение нейтронной волны вдоль поверхности остается свободным. Абсолютная величина волнового вектора $k = |\vec{k}|$ и его тангенциальная проекция $k_{\parallel} = |\vec{k}_1^{\parallel}| = |\vec{k}_0^{\parallel}|$ не меняются. В то же время в силу нарушения однородности пространства в направлении нормали к поверхности перпендикулярная поверхности компонента волнового вектора претерпевает изменение: $k_0^{\perp} \neq k_1^{\perp}$, где $k_0^{\perp} = k_0^z = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha_0$, $k_1^{\perp} = k_1^z = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha_1$.

Таким образом, при зеркальном отражении $\alpha_1 = \alpha_0$, $k_1^\perp = k_0^\perp$, и волновой вектор рассеяния имеет нормальную проекцию $q_\perp = q_z = 2k_0^\perp$, в то время как его тангенциальная компонента $\vec{q}_\parallel = 0$. Этот результат существенно упрощает дальнейшее рассмотрение, поскольку задача сводится к решению одномерного уравнения Шредингера с эффективным (оптическим) потенциалом $V(z)$, зависящим от единственной переменной z — нормальной проекции радиуса-вектора $\vec{r} = \{x, y, z\}$. Одномерный оптический потенциал $V(z) = \langle V(x, y, z) \rangle_{x,y}$ получается усреднением реального трехмерного потенциала $V(\vec{r})$ по координатам x и y в плоскости поверхности. Одномерный оптический потенциал определяет комплексную амплитуду отражения r_0 и коэффициент отражения $\mathcal{R} = |r_0|^2$, описывающие интенсивность отражения. То есть они зависят только от нормальной к поверхности компоненты q_z переданного волнового вектора $\vec{q} = \{\vec{q}_\parallel, q_z\}$.

Одномерный отражающий потенциал ядерного взаимодействия $V_N(z) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho(z)$ пропорционален плотности длины когерентного ядерного рассеяния $\rho(z) = Nb$, где $N = N(z)$ — средняя объемная плотность ядер со средней длиной рассеяния $b = b(z)$. Длины ядерного рассеяния b известны практически для всех химических элементов и их изотопов. Поэтому измерение коэффициентов отражения $\mathcal{R}(q_z)$ как функции переданного волнового вектора дает информацию о химическом (изотопном) составе и плотности отражающих слоев. Для простейших профилей потенциала $V_N(z)$ зависимость $\mathcal{R}(q_z)$ можно получить аналитически [1, 2]. Для реальных многослойных структур применяют алгоритмы численного расчета коэффициента отражения (см. разд. 4). Как правило, эти алгоритмы позволяют достаточно надежно определять из экспериментальных данных профили плотности длины рассеяния.

Нейтрон обладает отрицательным магнитным моментом $\vec{\mu}$, оператор которого пропорционален спинному оператору Паули, действующему в двумерном спинном пространстве и представленному матрицами 2×2 : $\vec{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$, и ядерному магнетону μ_N : $\vec{\mu} = -1,913\mu_N\vec{\sigma}$. Магнитный момент нейтрона взаимодействует с магнитной индукцией, обуславливающей энергию магнитного взаимодействия нейтрона с образцом: $V_M = (\vec{\mu} \cdot \vec{B})$, представляющего собой матрицу 2×2 . В общем случае магнитная индукция в магнитном веществе $\vec{B}$ состоит из внешнего магнитного поля $\vec{B}_0$ и вектора намагниченности образца $\vec{M}$: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0\vec{M}$, где μ_0 — магнитная постоянная.

Таким образом, в случае магнитной системы взаимодействие нейтронов с образцом содержит ядерную и магнитную составляющие:

$$V = V_N + V_M = \frac{\hbar^2}{2m} \left(4\pi\rho(z) + c\vec{\sigma}\vec{B} \right), \quad (1)$$

где численный множитель $c = -1,913(2m/\hbar^2)\mu_N$.

2.2. Фаза рассеяния. При обработке данных экспериментов имеется несколько вариантов анализа, чтобы из измеренного профиля коэффициента отражения $\mathcal{R}$ получить распределение плотности длины рассеяния

в направлении, перпендикулярном поверхности образца $\rho(z)$. В любом случае остается «фазовая проблема», поскольку, как и структурные факторы в дифракции, амплитуды отражения r в общем случае являются комплексными величинами: $r = \text{Re } r + i \text{Im } r$, и для их полного определения необходимо знать амплитуду и фазу амплитуды отражения [45, 46]. Как и в любом эксперименте по рассеянию, основанном только на измерении интенсивности рассеяния (сечения рассеяния), потеря фазы в амплитуде отражения может привести к неопределенности в получении оптического потенциала среды. Одной и той же рефлектометрической кривой могут соответствовать несколько разных профилей потенциала. Таким образом, знание фазы позволит выбрать правильное решение. Но не только. Например, в работах [41, 47] с помощью предложенного авторами метода внутренних опорных (референтных) слоев было показано, что знание фазы позволяет получить также информацию и об однородности образца в плоскости (см. также [48, 49]).

Этот метод состоит в создании внутри многослойной структуры референтного слоя, содержащего элементы, рассеяние на которых отличается от рассеяния на окружении. Это могут быть атомы водорода или магнитный слой между немагнитными слоями. В последнем случае, например, измерение коэффициента отражения поляризованных нейтронов при трех различных значениях намагниченности референтного слоя дает амплитуду и фазу волн, отраженных от изучаемой структуры. С использованием теории обратного рассеяния однозначно определяется оптический потенциал и тем самым структура.

Как будет показано, в структурах с референтным слоем можно создать резонансно усиленное нейтронное поле. В таком поле также можно организовать измерение модуля и фазы амплитуды отражения. В магнитных материалах для определения фазы амплитуды отражения весьма эффективным может быть использование поляризованных нейтронов.

2.3. Трехмерная рефлектометрия. На рис. 2 показана схема эксперимента при скользящем падении нейтронов на поверхность. Ось Oz направлена перпендикулярно плоскости (x, y) , которая является поверхностью исследуемой структуры. Нейтронный пучок в плоскости (x, z) падает на поверхность образца под малым углом скольжения $\alpha_0 < 1^\circ$. $\vec{k}_0$ — волновой вектор падающего пучка нейтронов, $k = 2\pi/\lambda$ — модуль волнового вектора (или волновое число), λ — длина волны нейтронов. После взаимодействия с образцом нейтроны отражаются от его поверхности под азимутальным углом β к плоскости (x, z) и углом скольжения α_1 к плоскости поверхности образца (x, y) . Волновой вектор отраженного пучка нейтронов обозначим $\vec{k}_1$, тогда вектор рассеяния равен $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_0$. При упругом рассеянии модуль волнового вектора не изменяется: $k_1 = k_0 = k = 2\pi/\lambda$.

Вектор рассеяния имеет следующие компоненты:

$$q_x = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos \alpha_1 \cos \beta - \cos \alpha_0), \quad q_y = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \beta, \quad q_z = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_0). \quad (2)$$

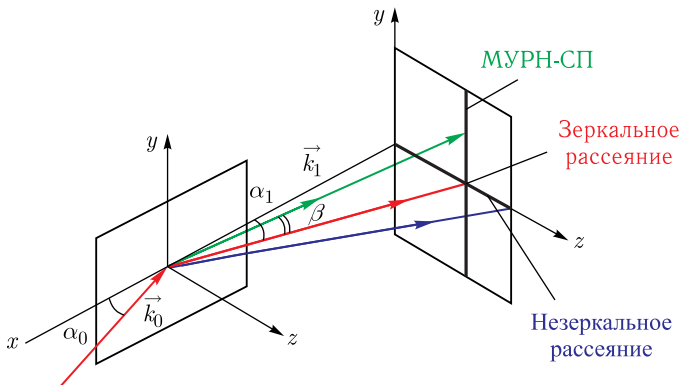


Рис. 2. Геометрия рассеяния при скользящем падении

Углы скольжения малы, $\alpha, \beta \ll 1$, поэтому можно воспользоваться приближенными выражениями $\sin \alpha \approx \alpha$ и $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2/2$.

Если слоистая структура однородна в плоскости (x, y) , то $\beta = 0$, и при углах скольжения $\alpha_1 = \alpha_0$ происходит зеркальное отражение нейтронов. Экспериментально измеряется отношение интенсивности зеркально отраженного пучка нейтронов к интенсивности падающего на образец пучка. На этом основан классический метод нейтронной рефлектометрии. Доступные для исследования размеры неоднородностей в перпендикулярном слоям направлении $\xi_z \approx 2\pi/q_z$ составляют от 1 до 200 нм.

Размеры неоднородностей в плоскости, которые доступны для исследования, определяются условиями $\xi_x \approx 2\pi/q_x$ и $\xi_y \approx 2\pi/q_y$. Из выражения (2) видно, что величина вектора рассеяния в направлении x определяется квадратичной зависимостью от углов скольжения, а в направлении y — линейной зависимостью от угла скольжения. Поэтому доступные для исследования размеры неоднородностей в направлениях x и y находятся в разных интервалах. Кроме того, величины q_x и q определяются аппаратными возможностями измерения углов α и β .

Плоскость регистрации нейтронов (y, z) перпендикулярна плоскости падения начального пучка и поверхности образца. Если поверхность имеет неоднородности вдоль y , то наблюдается малоугловое рассеяние нейтронов при скользящем падении (МУРН-СП). Плоскость рассеяния при $\beta \neq 0$ пересекает плоскость регистрации нейтронов по линии МУРН-СП, которая параллельна поверхности образца и перпендикулярна плоскости (x, z) . Малоугловое рассеяние при скользящем падении происходит на неоднородностях малого размера в интервале $3 \text{ нм} < \xi_y < 100 \text{ нм}$.

Если же слоистая структура имеет неоднородности в плоскости (x, y) в направлении x и однородна в направлении y , то $\beta = 0$, и при углах скольжения $\alpha_1 \neq \alpha_0$ происходит незеркальное рассеяние нейтронов. Плоскость незеркального рассеяния (x, z) пересекает плоскость регистрации нейтронов по линии незеркального рассеяния, которая перпендикулярна

плоскости образца и линии МУРН-СП. Незеркальное рассеяние нейтронов происходит на неоднородностях достаточно больших размеров в интервале $0,6 \text{ мкм} < \xi_x < 60 \text{ мкм}$.

При определенных предположениях сечение рассеяния при скользящем падении можно представить в виде трех слагаемых:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{зерк}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{незерк}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{МУРН-СП}},$$

описывающих зеркальное отражение, незеркальное рассеяние и малоугловое рассеяние соответственно.

Сечение рассеяния при зеркальном отражении, обусловленное свойствами образца на и под его поверхностью [32],

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{зерк}} = S_0(\alpha_0) \mathcal{R}(q_z) \delta(\alpha_0 - \alpha_1) \delta(\beta), \quad (3)$$

пропорционально произведению площади сечения рассеяния пучка $S_0(\alpha_0)$ (рис. 3), «высвеченного» на поверхности образца, коэффициента отражения $\mathcal{R}(q_z)$ и двух δ -функций, отражающих условие зеркального отражения. Последние ответственны за сохранение компонент волнового вектора в плоскости в соответствии с инвариантностью потенциала $\bar{V}(z)$ по отношению к произвольным трансляциям в плоскости образца.

Экспериментально зеркальное отражение «высвечивается» на позиционно-чувствительном детекторе (ПЧД) узким δ -образным пиком, ширина которого определяется функцией разрешения. Площадь засветки $S_0(\alpha_0)$ соответствует сечению рассеяния зеркального отражения и зависит от геометрии эксперимента: от размера и формы образца, от конфигурации

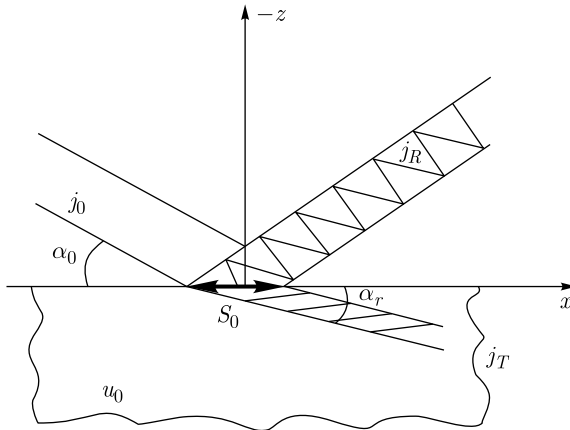


Рис. 3. Распространение падающего j_0 , отраженного j_R и преломленного j_T полных потоков в плоскости (z, x)

падающего пучка и пр. Однако $S_0(\alpha_0)$ влияет только на сечение зеркального отражения, но не на сечение незеркального рассеяния и МУРН-СП.

В простейшем рефлектометрическом эксперименте (см. рис. 1) регистрируется интенсивность зеркально отраженных нейтронов в зависимости от компоненты вектора рассеяния q_z , перпендикулярной плоскости образца. Существуют два способа сканирования по q_z : при фиксированной длине волны нейтронов и по времени пролета нейтронов. При фиксированной длине волны нейтронов $\lambda_0 = \text{const}$ одновременно изменяется угол скольжения падающего и зеркально отраженного пучка $\alpha_1 = \alpha_0$, тогда $q_z \approx \frac{4\pi}{\lambda_0} \alpha_0$.

Угол меняют поворотом образца. Коэффициент отражения равен отношению интенсивности зеркально отраженного пучка $I(q_z)$ к интенсивности падающего на образец пучка $I_0(q_z)$: $\mathcal{R}(q_z) = I(q_z)/I_0(q_z)$. Интенсивность падающего на образец пучка зависит от ширины пучка, которая пропорциональна длине образца и углу скольжения α_0 . Тогда коэффициент отражения с фиксированной длиной волны измеряется как функция угла скольжения падающего пучка: $\mathcal{R}(\alpha_0) \sim I(\alpha_0)/I_0(\alpha_0)$.

В рефлектометрии по методу времени пролета угол скольжения падающего пучка фиксирован: $\alpha_0 = \text{const}$, а изменяется длина волны: $\lambda \sim q_z^{-1}$. Коэффициент отражения равен $\mathcal{R}(\lambda) = I(\lambda)/I_0(\lambda)$, где $I_0(\lambda)$ — спектр падающего на образец пучка нейтронов.

2.4. Когерентность и точность измерений. В оптике под когерентностью понимают способность света давать интерференционную картину [50], что связано со структурой света. Когерентное излучение — излучение с высокоупорядоченной структурой, близкой к плоской или сферической гармонической волне, в отличие от некогерентного излучения со структурой хаотически модулированной волны. При рассмотрении упругого рассеяния медленных нейтронов обычно исходят из предположения, что каждому нейтрону соответствует плоская волна с определенной энергией и импульсом и на образец падает пучок таких волн. Неопределенность энергии в некотором интервале учитывается при анализе данных эксперимента в функции разрешения. Если рассеяние слабое, как при дифракции в поликристаллах или при малоугловом рассеянии в разбавленных растворах, то применимо борновское приближение, в котором распределение плотности длины рассеяния образца связано с волновой функцией отраженных нейтронов просто преобразованием Фурье. Это означает, что длина когерентности каждого нейтрона в пучке предполагается бесконечной, и уширение, например, брэгговского отражения приписывается ширине функции разрешения прибора вдоль соответствующего волнового вектора рассеяния.

В случае рефлектометрии возмущение среды в процессе рассеяния может быть достаточно сильным и требуется выход за рамки борновского приближения. Однако и в этом случае как падающие, так и отраженные волны рассматриваются в виде плоских волн. Это, конечно, довольно сильное допущение — описывать нейтронную волну в виде единичной

плоской волны, которая состоит из идентичных параллельных волновых фронтов, бесконечных в направлении плоскости. Такое допущение может быть принято только, если площадь образца в плоскости, освещаемая пучком нейтронов, достаточна для эффективного усреднения по неоднородностям этой плоскости [42, 43]. Флуктуации ПДР вдоль поверхности должны быть достаточно малыми, чтобы можно было усреднять по этим флуктуациям каждый нейтрон. В противном случае надо измерять некогерентную сумму независимых отражений. Если такая некогерентность не определена, то результат анализа ПДР не будет корректным. Более детальное обсуждение этого фундаментального вопроса сдержится, например, в статьях [29, 32, 42–44, 51].

Геометрически когерентность определяется коллимацией падающего пучка системой узких щелей на большом расстоянии между источником нейтронов и образцом, а также на расстоянии между образцом и детектором. Источник нейтронов в силу больших размеров не является когерентным. Однако после длительного отбора неопределенность измерения волновых векторов падающего пучка сильно уменьшается, что приводит к заметному увеличению объема когерентности. Обычно последний аппроксимируется эллипсоидом в виде $V_{\text{coh}} \sim S_{\text{coh}} l_z$, где $S_{\text{coh}} \sim l_x l_y$ — площадь когерентности, l_x, l_y — длины когерентности в направлении, перпендикулярном плоскости зеркального отражения, а l_z — вдоль нормали к поверхности [29, 32]. Длина когерентности, $l_x = 1/\Delta k_x$, задается неопределенностью соответствующей компоненты тангенциальной проекции $\vec{k}_{\parallel}$ волнового вектора $\vec{k}_0$ на отражающую поверхность. Неопределенность в задании исходного волнового вектора связана с конечными размерами коллимационных диафрагм и конечным расстоянием между ними, что приводит к ограниченной точности $\Delta\alpha$ в определении угла падения α_0 . В результате неопределенность в плоскости зеркального отражения (см. рис. 2) $\Delta k_x \approx (k_0/2) \sin \alpha_0 \Delta\alpha$ и, следовательно, длина когерентности равна $l_x \approx \lambda/(\pi \Delta\alpha \sin \alpha_0)$. Отсюда для типичных значений параметров $\Delta\alpha \sim 0,2$ мрад, $\lambda = 0,6$ нм и $\alpha_0 \sim 1$ мрад следует, что l_x может достигать длины порядка миллиметра, что обычно на порядок меньше линейных размеров $L_x \sim 1$ см образцов, используемых в нейтронной рефлектометрии.

Длина когерентности $l_y = 1/\Delta k_y$ задается неопределенностью $\Delta k_y \approx k_0 \Delta\beta$, соответствующей проекции волнового вектора $\vec{k}_0$ и, фактически, неопределенностью $\Delta\beta$ азимутального угла β . Как правило, в реальных экспериментах по нейтронной рефлектометрии $\Delta\beta \geq \Delta\alpha$ и $l_y \approx \lambda/(2\pi \Delta\beta) \ll l_x$. Если предположить, что $\Delta\beta = 10$ мрад и $\lambda = 0,6$ нм, то $l_y \approx 10$ нм, т.е. на 5 порядков меньше, чем l_x , а площадь когерентности $S_{\text{coh}} \approx 10^{-7}$ см, т.е. на 7 порядков меньше площади образца.

Если несколько упростить, то площадь пятна когерентности на поверхности можно ассоциировать с размером области делокализации на поверхности каждого индивидуального нейтрона, взаимодействующего с поверхностью. Внутри этого пятна отражение и преломление происходит по зако-

нам когерентной оптики. Однако в эксперименте анализируется результат такого взаимодействия не индивидуального нейтрона, а огромного их числа в падающем на поверхность пучке. На современных рефлектометрах плотность потока нейтронов может достигать величины 10^8 нейтронов на квадратный сантиметр в секунду. В результате за время порядка 2 мин практически вся площадь поверхности образца оказывается перекрыта 10^8 статистически независимыми площадками когерентности, а интегральный отраженный или преломленный за это время поток равен сумме соответствующих потоков от каждой из площадок. В условиях полного перекрытия исходного пучка нейтронов поверхностью его интегральный поток должен быть равен суммарному потоку отраженных и преломленных нейтронов за вычетом полного потока, поглощенного в среде. Если эта среда однородна и отделена от вакуума идеально плоской поверхностью, то распределение потока по углам в отраженном пучке должно быть таким же, как и в падающем пучке, и определяться исключительно коллимационными условиями. Если же поверхность не идеальна на масштабах, больших площади когерентности, то отраженный пучок может ушिरяться как целое, в то время как неоднородности на меньших масштабах должны приводить к суперпозиции зеркального отражения и незеркального рассеяния. Заметим также, что площадь когерентности определена как результат сечения трехмерной области когерентности плоскостью отражающей поверхности.

В направлении нормали к поверхности соответствующая длина когерентности определяется как $l_z \approx \lambda/(2\pi\Delta\alpha)$. При тех же условиях, что и выше, $l_z \approx 500$ нм, так что при малых углах скольжения существует иерархия характерных длин: $l_y \ll l_z \ll l_x$, и когерентные явления в разных направлениях проявляются при зеркальном отражении на весьма различающихся масштабах и различным образом. В частности, именно размеры области когерентности в плоскости зеркального отражения x, z не позволяют наблюдать вклад в отраженный поток интерференции между падающей и отраженной волнами. Кроме того, именно масштаб длины когерентности l_z в направлении нормали к поверхности в значительной мере определяет глубину переходной приповерхностной области, в которой падающий нейтронный поток преобразуется в преломленный. Наконец, именно поведение оптического потенциала $V(z)$ в области $z \leq l_z$ также существенно влияет на характер зависимостей коэффициентов отражения $\mathcal{R}(q_z)$.

3. УСЛОВИЕ УНИТАРНОСТИ

Поскольку в методе РНР изучение изменений нейтронного волнового поля связано с регистрацией тем или иным способом выбывающих из падающего потока нейтронов, то представляется уместным обсудить вопрос об условии унитарности при рассеянии [1]. В теории рассеяния условие унитарности эквивалентно условию сохранения числа частиц, которое при упругом рассеянии выражается равенством полных потоков частиц в падающей и рассеянных (в нашем случае отраженных, прошедших

и поглощенных) волнах. Изменение вероятности пребывания частицы в объеме V полностью обусловлено утечкой частицы через поверхность S , окружающую этот объем. Вероятность того, что в течение единицы времени частица пересечет эту поверхность, выражается интегралом по S вектора плотности потока вероятности или просто плотности потока [1, 40].

Так как потенциал $V(z)$ зависит от единственной переменной z — нормальной проекции радиуса-вектора $\vec{r}$, то распространение нейтрона описывается суперпозицией свободного движения вдоль отражающей поверхности и независимого движения в перпендикулярном направлении. Поэтому волновая функция нейтрона может быть представлена в факторизованном виде:

$$\psi(\vec{r}) = \psi(z) \exp(i\vec{k}_{\parallel}\vec{r}_{\parallel}), \quad (4)$$

где вектор $\vec{r}_{\parallel}$ описывает координаты в плоскости (x, y) , а волновой вектор $\vec{k}_{\parallel}$ параллелен этой плоскости. В (4) плоская волна описывает движение вдоль поверхности, а $\psi(z)$ — в перпендикулярном направлении. В результате плотность потока $\vec{j}$ будет представлять собой векторную сумму

$$\vec{j} = \vec{j}_{\parallel} + \vec{j}_{\perp}, \quad j_{\parallel} = v_{\parallel} |\psi(z)|^2, \quad (5)$$

где тангенциальная компонента $j_{\parallel}$ есть произведение тангенциальной компоненты скорости нейтрона $v_{\parallel} = \hbar \vec{k}_{\parallel} / m$ и плотности вероятности или интенсивности нейтронного волнового поля $|\psi(z)|^2$.

Нормальная компонента плотности потока определяется как

$$\vec{j}_{\perp} = \vec{n} \frac{i\hbar}{2m} \left[\psi(z) \frac{d}{dz} \psi^*(z) - \psi^*(z) \frac{d}{dz} \psi(z) \right], \quad (6)$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности.

Волновая функция $\psi(z)$ определяется одномерным уравнением Шредингера:

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - 4\pi\rho(z) + k_{\perp}^2 \right) \psi(z) = 0, \quad (7)$$

где $k_{\perp}^2 = k_z^2 = k^2 - \vec{k}_{\parallel}^2$ характеризует энергию движения нейтрона перпендикулярно плоскости (x, y) , т. е. параллельно оси z .

Решение зависит от вида потенциала $V(z)$ в непосредственной близости от поверхности, где падающие и отраженные волны могут интерферировать друг с другом. Области интерференции определяются параметрами когерентного излучения. Аналитические решения уравнения (7) в этой области могут быть получены только для нескольких типов потенциала: ступенчатого, линейного, экспоненциального. Поэтому, как правило, при описании экспериментальных данных используют численные методы.

В дальнейшем нам понадобятся аналитические решения простейшего случая отражения от стенки бесконечной толщины с потенциалом u_0 , не зависящим от z при $z > 0$ справа от ступеньки в глубине отражающей среды [1, 2]. Этот пример соответствует отражению от поверхности. Слева от ступеньки ($z \leq 0$) в вакууме над поверхностью потенциал равен нулю, решение будем искать в виде $\exp(i\vec{k}_{\perp}z) + \vec{r}_0 \exp(-i\vec{k}_{\perp}z)$. Здесь первое

слагаемое — свободная падающая волна, второе слагаемое — отраженная волна с амплитудой отражения $\vec{r}_0$, которая является комплексной функцией волнового числа $k_\perp$ и которая определяет амплитуду и фазу отраженной волны. Справа от ступеньки ($z > 0$) решение ищется в виде $\psi(z) = \vec{t}_0 \exp(-ik_r z)$, где $\vec{t}_0$ — амплитуда пропускания (преломления) ступенькой, k_r — волновое число внутри потенциала. Стрелка над r и t показывает, что первичная волна падает на ступеньку слева.

Волновое число внутри отражающей среды можно найти, подставляя преломленную волну в уравнение (7), с заменой второго слагаемого в скобках на потенциал $u_0 = 4\pi\rho(z) = (2m/\hbar^2) V(z)$. Получаем уравнение $-k_r^2 - u_0 + k_\perp^2 = 0$, из которого следует

$$k_r = \sqrt{k_\perp^2 - u_0}. \quad (8)$$

Полное решение уравнения (7) с потенциалом u_0 имеет вид

$$\vec{\psi}(z) = \Theta(z \leq 0) [\exp(ik_\perp z) + \vec{r}_0 \exp(-ik_\perp z)] + \Theta(z > 0) \vec{t}_0 \exp(ik_r z), \quad (9)$$

где Θ -функция равна единице, если неравенство в ее аргументе выполнено, и нулю, если не выполнено.

Для того чтобы найти неизвестные коэффициенты в решении (9), необходимо «сшить» волновую функцию в точке $x = 0$, т. е. добиться непрерывности и функции, и ее первой производной. Эти требования приводят к уравнениям

$$1 + \vec{r}_0 = \vec{t}_0, \quad k_\perp [1 - \vec{r}_0] = k_r \vec{t}_0 \quad (10)$$

с решениями

$$\vec{r}_0 = \frac{k_\perp - k_r}{k_\perp + k_r}, \quad \vec{t}_0 = \frac{2k_\perp}{k_\perp + k_r}. \quad (11)$$

Формулы (10) и (11) известны в оптике как формулы Френеля. Как видно из формул (11), поведение коэффициентов отражения и пропускания зависит от соотношения волновых чисел и потенциала стенки. Из (8) следует, что при $k_\perp^2 < u_0$ волновое число k_r внутри среды становится мнимым: $k_r = ik_r''$, $k_r' = \sqrt{u_0 - k_\perp^2}$. Амплитуда отражения становится единичным комплексным числом, а коэффициент отражения $\mathcal{R} = |\vec{r}_0|^2$ равным единице, что означает полное отражение от поверхности. Соответственно, существует некоторое критическое значение волнового числа $k_c = u_0$. Из вида волновой функции в области однородного потенциала $\psi(z) = \vec{t}_0 \exp(-ik_r z)$ следует, что в среде с вещественным и положительным потенциалом нормальная компонента скорости преломленной волны $v_{t\perp} = \hbar k_\perp' / m$ меньше скорости в вакууме $v_{0\perp} = \hbar k_\perp / m$. В результате угол преломления α_t всегда меньше угла падения α_0 и обращается в ноль при $k_\perp \leq k_c$ (см. рис. 1). При $k_\perp < k_c$, как уже отмечалось, спектр уравнения (7) будет мнимым, а преломленная волна будет затухать в отражающей среде. Этот процесс обусловлен квантовым туннелированием нейтрона под барьер отражающего потенциала. Таким образом, критическое волновое число определяет порог полного внешнего отражения от полубесконечной среды.

Вычисления плотностей потока (5), (6) с помощью волновых функций (9) приводят к выражениям, аналогичным известным в общем виде [1]:

$$\vec{j}_0 = \vec{v}_0, \quad \vec{j}_R = \mathcal{R} \vec{v}_R, \quad \vec{j}_T = \mathcal{T} \vec{v}_t, \quad (12)$$

где j_0 — поток нейтронов, падающих на поверхность со стороны $z < 0$, $x < 0$ (см. рис. 3) со скоростью $\vec{v}_0 = \vec{v}_{0\parallel} + \vec{v}_{0\perp}$; j_R — отраженный поток в области $z < 0$, $x > 0$ со скоростью нейтронов $\vec{v}_0 = \vec{v}_{0\parallel} - \vec{v}_{0\perp}$; $\mathcal{R} = |r_0|^2 \leq 1$ — коэффициент зеркального отражения от поверхности; $\mathcal{T} = |t_0|^2$ — коэффициент пропускания в среде.

Площади поперечного сечения, падающего S_0 (см. рис. 3) и зеркально отраженного S_R потоков равны другу, и ниже критического угла полного внешнего отражения α_c полный поток отраженных нейтронов в отсутствие поглощения равен падающему. Это справедливо для отражающей поверхности, которая полностью перекрывает падающий нейтронный поток, ограниченный в пространстве диафрагмой, расположенной вблизи образца. Такое перекрытие может происходить при достаточно больших углах падения $\alpha_0 > \alpha_b$ на поверхность конечных размеров. Однако при меньших углах падения часть потока минует столкновение с поверхностью и интегральный отраженный поток пропорционален геометрическому фактору «засветки» $\sin \alpha_0 / \sin \alpha_b \leq 1$, где $\sin \alpha_b = S_0 / S_R$. В этом случае, в принципе, могут проявляться эффекты, связанные с рассеянием на границах поверхности. Вклад такого рассеяния для поверхности макроскопических размеров обычно пренебрежимо мал, так как он пропорционален отношению l_x / L_x — длины когерентности l_x к линейному размеру поверхности в плоскости зеркального отражения L_x .

Выражение для преломленного под углом α_t в среде потока нейтронов $\vec{j}_T$ в (12) справедливо для случая вещественного потенциала и $k_\perp > k_c$. В этом случае преломленный под углом α_t и отраженный под углом α_0 потоки не зависят от z , т. е. являются однородными. В (12) $\vec{v}_t = \vec{n}_t v_t$ — вектор фазовой скорости волны, преломленной в направлении единичного вектора $\vec{n}_t$. Фазовая скорость состоит из двух слагаемых: $\vec{v}_t = \vec{v}_{0\parallel} - \vec{v}_{t\perp}$, где $\vec{v}_{t\perp} = \vec{n}_\perp \frac{\hbar k'_t}{m}$, k'_t — вещественная часть волнового числа в среде (8).

При $k_\perp < k_c$ в среде распространяется преломленная волна, которая создает поток

$$\vec{j}_T = \mathcal{T} e^{-2k'_t z} \vec{v}_t, \quad (13)$$

где k'_t — мнимая часть волнового вектора k_t . Так как при этом $k'_t = 0$, то $j_{T\perp} = 0$ и остается тангенциальная составляющая потока $\vec{j}_{T\parallel} = \mathcal{T} \exp(-2k'_t z) v_{0\parallel}$, которая затухает в среде. Интенсивность волнового поля в среде $|\psi(z)|^2 = \mathcal{T} \exp(-2k'_t z)$, что должно соответствовать распространению ползущих (эванесцентных) волн [53]. Однако в принятом нами исходном приближении однородной среды и разделяющей ее и вакуум идеальной плоской поверхности этого не происходит и интегральный поток в среде параллельно поверхности при $k_\perp \leq k_c$ равен нулю.

Заметим, что поскольку в общем случае потенциал отражения u_0 может быть комплексным, как и волновое число k_r , то формально в выражениях для векторов потока будут появляться интерференционные члены, обусловленные интерференцией падающей и отраженной волн. Однако в конечные формулы интерференционные члены не входят опять же по причине исходных приближений. В случае идеальных плоских волн и идеальной бесконечной поверхности поток состоит, как видно из формул (12), (13), из суммы членов, существующих в разных полупространствах. Соответствующие потоки не могут наблюдаться одновременно, кроме как в небольшой области S_0 на рис. 2 вблизи от поверхности. Падающий и отраженный потоки разделены в пространстве, за исключением этой узкой отражающей поверхности, где падающие и отраженные нейтронные волны могут интерферировать. Об этом ограничении необходимо помнить при интерпретации экспериментальных данных.

С учетом всех оговорок, вызванных принятыми приближениями, на основе выражения (12) для падающих, отраженных и преломленных потоков нейтронов получаем условие сохранения полного потока при скользящем падении в виде

$$1 = \mathcal{R} + \frac{k_r}{k_{\perp}} \mathcal{T} + \mathcal{A}, \quad (14)$$

где $\mathcal{R}$, $\mathcal{T}$ — коэффициенты отражения и прохождения соответственно; $\mathcal{A}$ — коэффициент ослабления когерентного, упруго рассеянного пучка за счет выбывания нейтронов из пучка в результате различных процессов, таких как незеркальное рассеяние, неупругое и некогерентное рассеяние, рассеяние с переворотом спина нейтрона. Наиболее сильное ослабление зеркального отражения происходит от процессов поглощения нейтронов в ядерных реакциях захвата типа (n, γ) , (n, p) , (n, α) и деления, в результате которых нейтрон поглощается ядром, а вылетает другая частица (вторичное излучение). Феноменологический смысл коэффициента $\mathcal{A}$ прост — это отношение убывшего потока к падающему.

Уравнение (14) выполняется во всем интервале изменения волновых чисел, меньших и больших критического значения k_c . При отсутствии утечки $\mathcal{A} = 0$, при $k_c \leq u_0$ $\mathcal{R} = 1$. Если $\mathcal{A} \neq 0$, то при $k_{\perp} < k_c$ коэффициент отражения $\mathcal{R} \leq 1$. При этом профиль оптического потенциала в приповерхностной области может заметно влиять на перераспределение потоков и, как будет показано ниже, при некоторых значениях $k_{\perp}$ может иметь резкие провалы, соответствующие процессам, вызывающим утечку нейтронов.

Процесс поглощения описывают с помощью комплексного оптического потенциала [22, 39]: $U = V - iW$. Мнимая часть оптического потенциала (2) в этом подходе обусловлена мнимой частью b'' длины рассеяния $b = b' - ib''$. В пределе малых значений вектора рассеяния q мнимая часть длины рассеяния определяет сечение поглощения σ_a , которое, в отличие от сечения рассеяния σ , зависит от q . Причем зависимость обратно пропорциональная и, следовательно, обратно пропорциональна скорости нейтронов.

Так как $\sigma_a \geq 0$ по определению, то $b'' \geq 0$. С другой стороны, b' может быть положительной и отрицательной. Поскольку $V(r)$ в действительности является сильно притягивающим потенциалом, можно ожидать, что b' будет положительным для большинства нуклидов. Из экспериментов известно, что только у отдельных нуклидов, например, ^1H , ^7Li , ^{48}Ti , ^{55}Mn и некоторых других, b' отрицательна.

Различие знака действительной части длины рассеяния у различных изотопов используют в методе изотопного контрастирования. Этот метод особенно эффективен при изотопном замещении водорода на дейтерий (и наоборот) в полимерах и биологических объектах.

Картина меняется в случае нескольких тяжелых нуклидов, таких как ^{113}Cd , у которого имеется резонанс (n, γ) при тепловых энергиях. В этом случае рассмотрение рассеяния и поглощения в приближении оптического потенциала хотя, в принципе, и возможно, но выглядит искусственным, потому что потенциал $V(r)$ в этом случае сильно зависит от энергии падающих нейтронов. Вблизи от резонанса (n, γ) амплитуда рассеяния в виде формулы Брейта–Вигнера, а также σ_s и σ_a сильно зависят от q . Об этом надо помнить при использовании в экспериментах вторичного излучения от ядерных реакций.

Хотя для большинства нуклидов $b'' \leq 10^{-4}b'$, в условиях резонансов эти особенности будут играть заметную роль. На этом пути открываются новые возможности при целенаправленном изменении вещественной и мнимой частей оптического потенциала посредством изотопного замещения определенных компонент среды. Малое поглощение обуславливает большую глубину проникновения нейтронов в среду, которая к тому же может в широких пределах регулироваться добавлением сильно поглощающих примесей. Малое поглощение позволяет изучать свойства поверхностей, скрытых в глубине образца, а также анализировать не только коэффициент отражения, но и коэффициент пропускания нейтронных волн сквозь отражающую среду. Такого рода измерения вызывают известные затруднения в рентгеновской рефлектометрии. Между тем зачастую знание коэффициента пропускания может оказаться весьма полезным для контроля условия сохранения полного нейтронного потока, в том числе в случае наличия незеркального рассеяния на крупномасштабных, надатомных, неоднородностях поверхностей раздела сред.

4. АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ МЕТОД ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

При рассмотрении многослойных структур имеются несколько методов вычисления коэффициентов отражения, обобщающих простейшие схемы одномерной квантовой механики с целью учета эффектов многократного рассеяния. Наиболее распространенные основаны на схеме рекуррентных вычислений [54–57] и матричном формализме [57–62]. Каждый из этих алгоритмов имеет свои преимущества, но дают идентичные результаты при моделировании коэффициентов отражения и количественной обработке

экспериментальных данных (см. обсуждение, например, в [28, 44, 62]). Из менее распространенных, но перспективных для рефлектометрии, отметим различные варианты метода фазовых функций в квантовой механике [63, 64], весьма удобных для численного моделирования.

Воспользуемся алгебраическим методом в теории многократного рассеяния [65–67, 40], который нам представляется наиболее простым и наглядным для качественного анализа и интерпретации процессов зеркального отражения и преломления излучений (в том числе нейтронного) в многослойных структурах.

В разд. 3 была разобрана задача об отражении от стенки с потенциалом $u_0 = 4\pi\rho(z) = (2m/\hbar^2)V(z)$ (отражение от поверхности). Рассмотрим еще одну стандартную задачу квантовой механики, решение которой можно найти в учебниках (например, [1, 2]), а именно отражение и прохождение через потенциальный барьер, показанный на рис. 4. Этот пример соответствует отражению от пленки на подложке. Используем эту задачу для демонстрации алгебраического метода [40], которым будем пользоваться в дальнейшем.

Важно понимать, что многократные отражения, изображенные зелеными линиями, носят виртуальный квантовый характер, они не приводят к реальному когерентному распространению нейтрона внутри барьера вдоль некоторой ломаной линии между стенками, как это изображено на рис. 4. Изображение траектории движения нейтронов на рис. 4 носит исключительно иллюстративный характер. На рисунке X — амплитуда волны, падающей на правую стенку потенциала. Для нее можно записать самосогласованное уравнение:

$$X = \exp(ik'd)\vec{t}_0 + \exp(ik'd)(-r_0)\exp(ik'd)(-r_0)X, \quad (15)$$

где r_0 , t_0 — амплитуды отражения и прохождения потенциальной ступеньки, определяемые формулами Френеля (11).

На рис. 4 изображение процесса отражения и преломления нейтронных волн дано в виде, принятом в учебниках по квантовой механике. Соответствия с обозначениями, принятыми в рефлектометрии (разд. 2 и 3), очевидны. Тем не менее укажем соответствие на примере формулы (11): обозначение волнового числа k , падающего на поверхность нейтрона, соот-

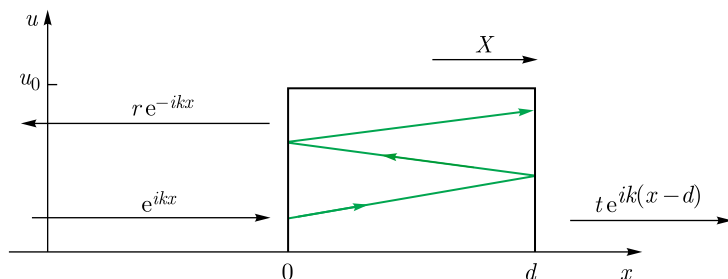


Рис. 4. Прохождение нейтронной волны через потенциальный барьер

ветствует компоненте волнового вектора k_z , обозначение волнового числа внутри среды k' соответствует обозначению k_r .

В уравнении (15) первое слагаемое в правой части — первичная падающая волна, которая вошла внутрь барьера и дошла до его правого края. Второе слагаемое описывает волну X , которая отразилась от правого края, добежала до левого, отразилась и вернулась к правому краю. Две волны складываются и дают результирующую амплитуду у правого края, которая была обозначена как X . Таким образом, получилось уравнение, решение которого имеет вид

$$X = \frac{\vec{t}_0 \exp(ik'd)}{1 - r_0^2 \exp(2ik'd)}. \quad (16)$$

Отметим два момента. Первый — наличие экспоненциального множителя, соответствующего сдвигу фазы нейтронной волны в результате отражений внутри барьера. Второй — знаменатель в (16) учитывает многократное число отражений и интерференцию нейтронных волн внутри барьера.

Волновую функцию внутри барьера, которую запишем в виде

$$\psi(0 < x < d) = [\exp(ik'(x-d)) + \exp(-ik'(x-d))\vec{r}_d] X \quad (17)$$

с учетом выражения (16), можно представить так:

$$\psi(0 < x < d) = \frac{\vec{t}_0}{1 - r_0^2 \exp(2ik'd)} [\exp(ik'd) - r_0 \exp(2ik'd) \exp(-ik'd)]. \quad (18)$$

С использованием X вычисляются амплитуды r, t . Отраженная волна в точке $x = 0$ равна r , но, с другой стороны, она есть сумма многих отраженных волн, просуммированных в X . В результате получаем

$$r = r_0 + \vec{t}_0 \exp(ik'd)(-r_0)X, \quad t = \vec{t}_0 X. \quad (19)$$

При вычислении t мы учли, что переход волны X через правую стенку в вакуум описывается амплитудой, тождественной t_0 . Подставив (16) в (19), получаем формулы для амплитуд отражения и прохождения:

$$\begin{aligned} r &= r_0 + \frac{\vec{t}_0 \vec{t}_0 \exp(2ik'd)(-r_0)}{1 - r_0^2 \exp(2ik'd)} = r_0 \frac{1 - \exp(2ik'd)}{1 - r_0^2 \exp(2ik'd)}, \\ t &= \exp(ik'd) \frac{1 - r_0^2}{1 - r_0^2 \exp(2ik'd)}. \end{aligned} \quad (20)$$

Выражения (20) симметричны относительно перестановки r и t при взаимной перестановке r_0 и $\exp(ik'd)$.

5. РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ

Усложним предыдущий случай, добавив еще один потенциал (см. рис. 5), что соответствует задаче об отражении от двухслойной системы на подложке. Такой бислой является простейшим примером мно-

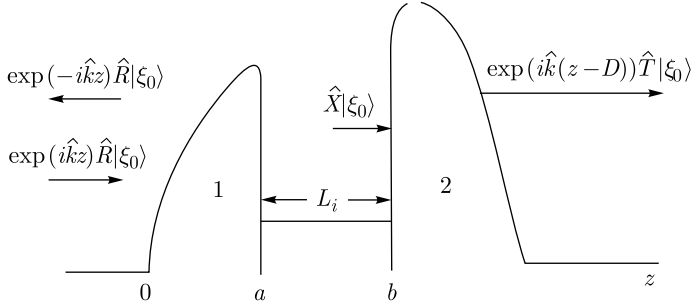


Рис. 5. К выводу волновой функции нейтрона внутри резонансного i -слоя

гослоинных структур, обычно применяемых на практике. Вместе с тем наличие второго слоя приводит при определенных условиях к качественно новому интерференционному эффекту в области полного отражения — резонансному усилению нейтронного волнового поля. Заметим, что поведение частицы в потенциальной яме с бесконечной шириной внешних слоев изучено в учебнике [1] (задача 2 к §22), где получен энергетический спектр частицы. Эти результаты имеют прямое отношение к рассматриваемой здесь задаче.

5.1. Магнитная система. Для большей общности рассмотрим магнитную систему, находящуюся во внешнем однородном магнитном поле $\vec{B}_0$, и учтем, что у нейтрона есть спин [13]. Немагнитный случай получается просто выключением магнитного поля и исключением спиновых переменных. На структуру слева падает нейтрон, описываемый плоской волной $\exp(i\hat{k}z)|\xi_0\rangle$, в спиновом состоянии $|\xi_0\rangle$, где $\hat{k} = \sqrt{k_0^2 + \vec{\sigma}\vec{B}_0}$ — матрица нормальной к поверхности компоненты волнового вектора нейтрона в поле $\vec{B}_0$, k_0 — нормальная к поверхности компонента волнового вектора нейтрона в вакууме, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — матрица Паули, а z — координата вдоль нормали многослойной системы. Внешнее магнитное поле $\vec{B}_0$ слева и справа от зеркала будем считать одинаковым.

Выберем начало координат $z = 0$ на входной поверхности первого слоя системы, так что падающая волна в этой точке равна $|\xi_0\rangle$. Обозначим волну, падающую на часть потенциала справа от исследуемого слоя i и внутри него, через $\exp(i\hat{k}_i(z-b))\hat{X}|\xi_0\rangle$, волну, отраженную от всей системы, через $\exp(-i\hat{k}_i z)\hat{R}|\xi_0\rangle$, а прошедшую всю систему — через $\exp(i\hat{k}_i(z-D))\hat{T}|\xi_0\rangle$, где D — общая толщина зеркала, b — координата правого края слоя i , $\hat{X}$, $\hat{R}$, $\hat{T}$ — матрицы 2×2 , а $\hat{k}_i = \sqrt{k_0^2 - u_i - \vec{\sigma}\vec{B}_i}$ — матрица нормальной к зеркалу компоненты волнового вектора внутри слоя i с ядерным потенциалом u_i и магнитным полем $\vec{B}_i$. Буквы $\hat{R}$ и $\hat{T}$ обозначают матрицы амплитуд отражения и пропускания суммарным потенциалом, а буквы $\hat{r}$ и $\hat{t}$ относятся к каждой из его частей. В дальнейшем мы не будем повторять, что имеем дело только с нормальной к зеркалу компонентой волнового вектора, а будем просто называть ее волновым вектором.

Матрицы $\hat{X}$, $\hat{R}$ и $\hat{T}$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\hat{X} = \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{T}_1 + \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \hat{X}, \quad (21)$$

$$\hat{R} = \hat{R}_1 + \hat{T}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \hat{X}, \quad (22)$$

где $\hat{R}_j$ ($j = 1, 2$) — матрица амплитуд отражения от потенциалов 1, 2 слева; $\hat{\bar{R}}_j$ — матрица амплитуд отражения от них справа; $\hat{T}_j$ — матрица амплитуд пропускания потенциалов 1, 2 слева направо; $\hat{\bar{T}}_j$ — матрица амплитуд пропускания справа налево, а L_i — ширина слоя i .

Первое уравнение показывает, что волна с амплитудой $\hat{X}$ равна сумме двух волн: первая — часть падающей волны, прошедшая через потенциал 1, а вторая порождена самой волной с амплитудой $\hat{X}$, падающей на потенциал 2. Второе уравнение показывает, что отраженная волна тоже равна сумме двух волн: первая — часть падающей, которая отражена только от потенциала 1, а вторая порождена волной с амплитудой $\hat{X}$, падающей на потенциал 2, которая после отражения от 2 возвращается через потенциал 1 во внешнее пространство.

Последнее уравнение показывает, что прошедшая волна пропорциональна $\hat{X}$ и амплитуде пропускания потенциала 2.

Решение системы уравнений (21), (22) элементарно:

$$\hat{X} = \left[\hat{I} - \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \right]^{-1} \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{T}_1, \quad (23)$$

$$\hat{R} = \hat{R}_1 + \hat{T}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \left[\hat{I} - \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \right]^{-1} \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{T}_1. \quad (24)$$

$$\hat{T} = \hat{T}_2 \hat{X} = \hat{T}_2 \left[\hat{I} - \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \right]^{-1} \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{T}_1, \quad (25)$$

где $\hat{I}$ — единичная матрица. Зная $\hat{X}$, находим волновую функцию $|\Psi_i\rangle$ внутри изучаемого слоя i :

$$\begin{aligned} |\Psi_i\rangle &= \left[\exp(i\hat{k}_i(z-b)) + \exp(-i\hat{k}_i(z-b)) \hat{R}_2 \right] \hat{X} |\xi_0\rangle = \\ &= \left[\exp(i\hat{k}_i(z-b)) + \exp(i\hat{k}_i(z-b)) \hat{R}_2 \right] \times \\ &\times \left[\hat{I} - \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_1 \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{R}_2 \right]^{-1} \exp(i\hat{k}_i L_i) \hat{T}_1 \|\xi_0\rangle. \end{aligned} \quad (26)$$

Матрицы амплитуд отражения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ содержат диагональные элементы R_{++} , R_{--} , T_{++} , T_{--} . Они описывают вероятности отражения $|R_{++}|^2$, $|R_{--}|^2$ и пропускания $|T_{++}|^2$, $|T_{--}|^2$ без переворота спина. Кроме того, $\hat{R}$

и $\hat{T}$ содержат недиагональные элементы R_{+-} , R_{-+} , T_{+-} , T_{-+} . Они описывают вероятности отражения $|R_{+-}|^2 k_-/k_+$, $|R_{-+}|^2 k_+/k_-$ и пропускания $|T_{+-}|^2 k_-/k_+$, $|T_{-+}|^2 k_+/k_-$ с переворотом спина. Здесь индекс «+» обозначает поляризацию вдоль направления внешнего поля, а индекс «-» — поляризацию, антипараллельную направлению внешнего поля. Левый индекс относится к падающему нейтрону, а правый — к отраженному или прошедшему. Отношение волновых векторов $k_{\pm} = \sqrt{k_0^2 \mp 2B_0}$, где k_0 — волновой вектор в вакууме без поля, характеризует изменение потока частиц от поверхности и требуется для выполнения условия унитарности.

5.2. Немагнитная система. Если все поля во всем пространстве обратить в ноль, то получится решение для частицы, спиновое состояние которой не имеет значения, т. е. для скалярной частицы. В этом случае все величины становятся скалярами, выражения упрощаются, и мы получаем

$$X = \frac{\vec{T}_1 \exp(ik_i L_i)}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2}, \quad k_i = \sqrt{k_0^2 - u_i}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} R &= \vec{R}_1 + \vec{T}_1 \vec{T}_1 \frac{\exp(2ik_i L_i) \vec{R}_2}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2} = \\ &= \frac{\vec{R}_1 + (\vec{T}_1 \vec{T}_1 - \vec{R}_1 \vec{R}_1) \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_2}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2}. \end{aligned} \quad (28)$$

$$T = \frac{\vec{T}_2 \vec{T}_1 \exp(ik_i L_i)}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2}, \quad (29)$$

$$\psi_i = \left[\exp(ik_i(z-b)) + \exp(-ik_i(z-b)) \vec{R}_2 \right] \frac{\exp(ik_i L_i) \vec{T}_1}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2}. \quad (30)$$

Плотность скалярной волновой функции внутри слоя i , когда можно пренебречь поглощением в системе, равна

$$\begin{aligned} |\psi_i|^2 &= \left(1 + |\vec{R}_2|^2 + 2|\vec{R}_2|^2 \cos(2k_i(z-b) - \vec{\phi}_2) \right) \times \\ &\times \left| \frac{\vec{T}_1}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2} \right|^2, \end{aligned} \quad (31)$$

где $\vec{\phi}_2 = \arg(\vec{R}_2)$.

Если $2k_i L_i > 2\pi n$, то внутри слоя i плотность волновой функции имеет минимум $\min(|\psi_i|^2) \propto (1 - |\vec{R}_2|^2)$ в точках $z_{\min} = b - (2\pi m - \vec{\phi}_2)/2k_i$ и максимум $\max(|\psi_i|^2) \propto (1 + |\vec{R}_2|^2)$ в точках $z_{\max} = b - [\pi(2m - 1) - \vec{\phi}_2]/k_i$,

где m, n — целые числа, причем $1 \leq m \leq n$. Отношение максимума плотности к ее минимуму

$$\chi = \left(\frac{1 + |\vec{R}_2|^2}{1 - |\vec{R}_2|^2} \right)^2 \quad (32)$$

будем называть контрастом. Максимальное значение выражения (31) будем называть коэффициентом усиления K , а фактор справа — резонансным множителем B . Подставим $\vec{R}_1 = |\vec{R}_1| \exp(i\vec{\phi}_1)$ и $\vec{R}_2 = |\vec{R}_2| \exp(i\vec{\phi}_2)$ в (21). В результате получим

$$K = \left(1 + |\vec{R}_2|^2 \right)^2 |B|^2 = \frac{|\vec{T}_1|^2 (1 + |\vec{R}_2|^2)^2}{\left| 1 - \exp(i\xi(E)) |\vec{R}_1| |\vec{R}_2| \right|^2},$$

где фаза $\xi(E)$ зависит от энергии $E = k_0^2/2$ движения нейтрона вдоль нормали к системе

$$\xi(E) = 2k_i L_i + \vec{\phi}_1 + \vec{\phi}_2. \quad (33)$$

В случае резонанса имеем

$$\xi(E) = 2\pi n, \quad (34)$$

где n — целое, и коэффициент усиления становится равным

$$K = \frac{|\vec{T}_1|^2 (1 + |\vec{R}_2|^2)^2}{(1 - |\vec{R}_1| |\vec{R}_2|)^2}. \quad (35)$$

Заметим, что поскольку потенциал u_i , вообще говоря, не равен нулю, то в силу условия непрерывности потока, в случае, когда потерями можно пренебречь, справедливы равенства

$$|\vec{R}_1|^2 = 1 - \frac{k_i}{k_0} |\vec{T}_1|^2, \quad |\vec{R}_1|^2 = 1 - \frac{k_0}{k_i} |\vec{T}_1|^2, \quad |\vec{R}_2|^2 = 1 - \frac{k_0}{k_i} |\vec{T}_2|^2. \quad (36)$$

Если $|\vec{R}_1|$ и $|\vec{R}_1|$ близки к единице, т.е. $|\vec{T}_1| \ll 1$ и $|\vec{T}_2| \ll 1$, то при выполнении условия $2k_i L_i + \vec{\phi}_1 + \vec{\phi}_2 = 2\pi n$ коэффициент усиления приводится к виду

$$K \approx \frac{16k_i^2 |\vec{T}_1|^2}{k_0^2 \left(|\vec{T}_2|^2 + |\vec{T}_1|^2 \right)^2}, \quad (37)$$

откуда следует, что он может быть значительно больше единицы.

Таким образом, подобрав потенциалы 1 и 2 и нужную длину слоя L_i , можно существенно увеличить амплитуду волновой функции в нем и увеличить чувствительность экспериментов, для которых амплитуда волновой функции имеет первостепенное значение.

Заметим, что выражения (27)–(31) справедливы при действительных и комплексных потенциалах 1, 2 и u_i , т.е. они справедливы при наличии

потерь внутри вещества. Если потенциал u_i содержит мнимую часть, то условие резонанса принимает вид

$$\xi(E) = 2k'_i L_i + \overleftarrow{\phi}_1 + \overrightarrow{\phi}_2 = 2\pi n, \quad (38)$$

где k'_i — действительная часть волнового вектора в слое i . При этом коэффициент усиления оказывается равным

$$K = \frac{|\vec{T}_1|^2 (1 + |\vec{R}_2|)^2}{\left(1 - \exp(-2k'_i L_i) |\vec{R}_1| |\vec{R}_2|\right)^2}, \quad (39)$$

где k''_i — мнимая часть волнового вектора нейтрона в слое i .

6. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Рассмотрим теперь общую задачу отражения и пропускания произвольной периодической структуры с выделенным неким однородным слоем. Как было показано в [40], потенциал рассеяния можно в любом месте расщепить на части и выразить амплитуды отражения и пропускания через соответствующие амплитуды его частей. Периодический потенциал системы с помощью бесконечно узких щелей разобьем на части, как показано на рис. 6, где выделен прямоугольный барьер.

Все остальные части структуры обозначим абстрактными потенциалами 1 и 2. Слои считаются бесконечно протяженными и однородными вдоль границы раздела. Метод расщепления позволяет выразить амплитуды

$$\overleftarrow{R}_j, \quad \overleftarrow{T}_j \quad (40)$$

через

$$\overleftarrow{R}_{j0}, \quad \overleftarrow{T}_{j0} \quad (41)$$

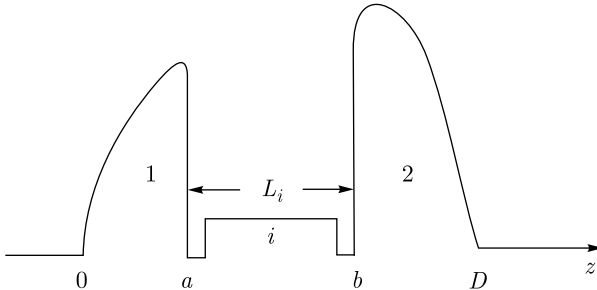


Рис. 6. Схематическое изображение потенциала периодической структуры

и амплитуды отражения и пропускания прямоугольной потенциальной ступеньки

$$r_{0i} = -r_{i0} = \frac{k_0 - k_i}{k_0 + k_i}, \quad t_{0i} = \frac{2k_0}{k_0 + k_i}, \quad t_{i0} = \frac{2k_i}{k_0 + k_i} = \frac{k_i}{k_0} t_{0i}, \quad (42)$$

где левый из двух индексов в (42) показывает, с какой стороны падает нейтрон. С учетом многократного отражения нейтрона в щелях между потенциалами получаем

$$\begin{aligned} \vec{R}_2 &= r_{i0} + \frac{t_{i0} t_{0i} \vec{R}_{20}}{1 - r_{0i} \vec{R}_{20}} = -\frac{r_{0i} - \vec{R}_{20}}{1 - r_{0i} \vec{R}_{20}}, \\ \vec{R}_1 &= r_{i0} + \frac{t_{i0} t_{0i} \vec{R}_{10}}{1 - \vec{R}_{10} r_{0i}} = -\frac{r_{0i} - \vec{R}_{10}}{1 - \vec{R}_{10} r_{0i}}, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \vec{R}_1 &= \vec{R}_{10} + \frac{T_{10}^2 r_{0i}}{1 - \vec{R}_{10} r_{0i}} = \frac{\vec{R}_{10} + \exp(2i\phi_{10}) r_{0i}}{1 - \vec{R}_{10} r_{0i}}, \\ \vec{T}_1 &= \frac{T_{10} t_{0i}}{1 - \vec{R}_{10} r_{0i}} = \frac{k_0}{k_i} \vec{T}_1. \end{aligned} \quad (44)$$

В (43) было учтено равенство $t_{0i} t_{i0} - r_{0i} r_{i0} = 1$, а в (44) учтено соотношение (42) между t_{0i} и t_{i0} .

Если $\vec{T}_j$ представить в виде

$$\vec{T}_j = |\vec{T}_j| \exp(i\phi_j), \quad (45)$$

то множитель $\vec{T}_1 \vec{T}_1 - \vec{R}_1 \vec{R}_1$ в числителе выражения (28) окажется равным $\exp(2i\phi_1)$. Действительно, подставив в него выражения (43), (44), получим

$$\begin{aligned} \vec{T}_1 \vec{T}_1 - \vec{R}_1 \vec{R}_1 &= \exp(2i\phi_{10}) \frac{(1 - r_{0i}^2) |T_{10}|^2 + (r_{0i} - \vec{R}_{10})(r_{0i} - \vec{R}_{10}^*)}{(1 - \vec{R}_{10} r_{0i})^2} = \\ &= \exp(2i\phi_{10}) \frac{1 - r_{0i} \vec{R}_{10}^*}{1 - r_{0i} \vec{R}_{10}} = \exp(2i\phi_1), \end{aligned} \quad (46)$$

где $\phi_1 = \phi_{10} - \arg(1 - r_{0i} \vec{R}_{10})$, и в предпоследнем выражении принято, что $k_i^2 > 0$, и потому r_{0i} — вещественное число.

Из соотношений (36) и (44) следует, что

$$|\vec{R}_1 \vec{R}_1| = |\vec{R}_1|^2 = |\vec{R}_1|^2 \equiv |R_1|^2 = 1 - |\vec{T}_1| |\vec{T}_1|, \quad (47)$$

и потому

$$\frac{\exp(2i\phi_1)}{\vec{R}_1} = -\frac{\vec{R}_1}{|R_1|^2}, \quad (48)$$

а выражение (28) для $R(E)$, которое зависит от энергии E , приводится к виду

$$R(E) = \frac{\vec{R}_1}{|R_1|^2} \frac{|R_1|^2 - \vec{R}_1 \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_2}{1 - \exp(2ik_i L_i) \vec{R}_1 \vec{R}_2}. \quad (49)$$

В резонансе это выражение приобретает вид

$$R(E_n) = \frac{\vec{R}}{|R_1|} \frac{|R_1| - |R_2|}{1 - |R_1 R_2|}, \quad (50)$$

откуда следует, что при $|R_1| = |R_2|$ коэффициент отражения $|R|^2$ обращается в ноль, а при $|R_2| = 1$, т.е. при полном отражении от потенциала 2, коэффициент отражения от всей системы также оказывается равным единице.

7. РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если в точку максимума квадрата волновой функции (30) поместить слой поглотителя, например Gd, то вероятность поглощения и выход продуктов ядерной реакции должны быть максимальными. Вероятность поглощения в слое с потенциалом $u_a = u'_a - iu''_a$ относительно слоя i и толщиной Δ , расположенном в области $z_a \equiv z_{\max} - \Delta/2 \leq z \leq z_{\max} + \Delta/2 \equiv z_b$ внутри слоя i , как показано на рис. 7, можно оценить величиной

$$W_0 = |\psi(z_{\max})|^2 N_0 \sigma_a \Delta = K u''_0 \frac{\Delta}{|\vec{k}_i|}, \quad (51)$$

где σ_a — сечение поглощения ядрами потенциала u_a , которое в силу оптической теоремы связано с мнимой частью амплитуды рассеяния соотношением $b'' = |\vec{k}| \sigma / 4\pi$. Поэтому $N_0 \sigma_a = u''_0 / |\vec{k}_i|$, а $|\vec{k}_i|$ — полный волновой вектор внутри слоя i , а не только его нормальная компонента. В случае резонанса это выражение оказывается равным

$$W_0 = \frac{(1 + |\vec{R}_2|)^2 |\vec{T}_1|^2}{1 - |\vec{R}_1 \vec{R}_2|} u''_0 \frac{\Delta}{|\vec{k}_i|}. \quad (52)$$

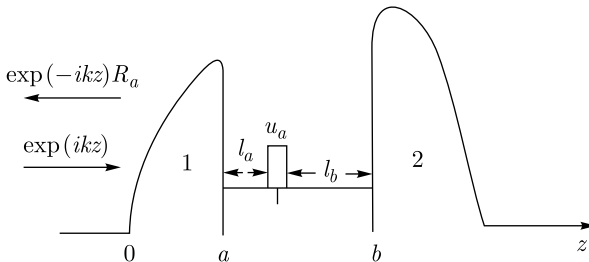


Рис. 7. В слое i , показанном на рис. 5, в точке максимума амплитуды волновой функции помещен зондирующий слой толщиной Δ с потенциалом u_a

Вероятность поглощения можно рассчитать и точно [13], где для слоя a получено выражение $W_a = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} |\psi_a(z_{\max} + z)|^2 dz \frac{u_0''}{|\mathbf{k}_a|}$. При малых Δ оно приводится к (52).

В эксперименте резонансы наблюдаются на функции зависимости коэффициента отражения нейтронов от перпендикулярной компоненты волнового вектора (или от длины волны при фиксированном угле скольжения) в области полного отражения в виде узких провалов при резонансных значениях волнового вектора нейтронов. В случае полного отражения резонансы можно заметить, только если между барьерами находится зондирующий слой (поглотитель, переворачивающий спин нейтрона слой или рассеивающий слой) или сам резонансный слой является частично поглощающим (потенциал имеет мнимую часть), взаимодействие с которым приводит к резкому ослаблению отраженного пучка.

Для иллюстрации рассмотрим эксперимент [14] на структуре ${}^6\text{LiF}(20 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})$ /подложка из стекла, содержащей изотоп лития, который имеет большое сечение захвата нейтрона, в результате чего происходит ядерная реакция с вылетом α -частицы.

На рис.8 приведены длинноволновые зависимости коэффициента отражения нейтронов и нормализованной интенсивности счета заряженных частиц. Нормализация производилась делением интенсивности счета заряженных частиц при угле скольжения 2,9 мрад на интенсивность счета при угле скольжения 30 мрад. Зависимости счета нейтронов и счета заряженных частиц имеют резонансный характер и коррелированы между собой. Корреляция состоит в том, что уменьшение скорости счета отраженных нейтронов соответствует увеличению скорости счета заряженных частиц. Это доказывает то, что минимумы в коэффициенте отражения нейтронов обусловлены их поглощением, а результатом поглощения нейтронов является рождение заряженных частиц. Резонансный характер кривых объясняется как увеличением плотности нейтронов, так и близостью пучности стоячей волны к слою лития при «резонансных» значениях длины волны. Из подгонки расчета к экспериментальным данным следует, что в третьем резонансе ($\lambda = 0,6 \text{ нм}$) увеличение плотности нейтронов по отношению к плотности в падающем пучке составило 35. Такое усиление объясняется еще и тем, что слой ${}^6\text{LiF}$ не только поглощает, но и отражает нейтроны, в том числе и благодаря большой мнимой части оптического потенциала взаимодействия нейтронов с изотопом лития (так называемое *металлическое отражение* нейтронов).

Сравним величины провалов коэффициента отражения нейтронов с максимумами интенсивности счета заряженных частиц. Начиная с 6-го резонанса по 2-й величины провалов в коэффициенте отражения относятся как 1 : 1,6 : 2,4 : 3,4 : 5,4, а амплитуды максимумов в интенсивности заряженных частиц как 1 : 1,7 : 3,1 : 3,0 : 1,8. Величина провалов увеличивается монотонно с увеличением длины волны, что отражает рост коэффициента

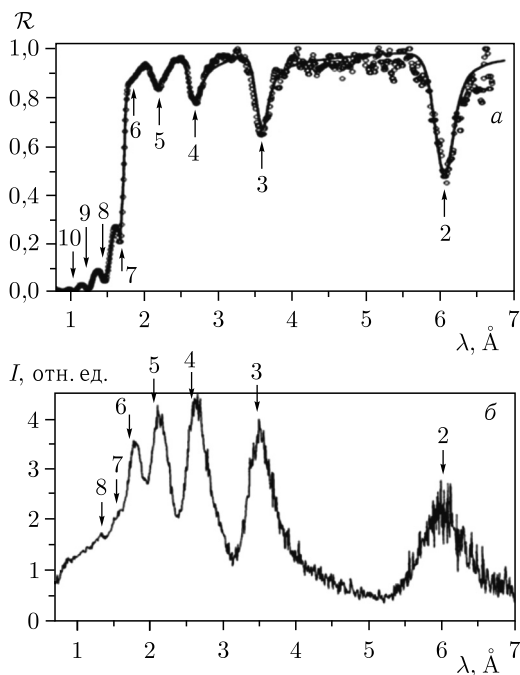


Рис. 8. а) Зависимость от длины волны нейтронов λ коэффициента отражения зеркально отраженных нейтронов $|\mathcal{R}(\lambda)|^2$, точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — расчет. б) Экспериментальная зависимость от длины волны нейтронов λ интенсивности счета альфа-частиц и тритонов $I(\lambda)$, образованных захватом нейтронов ядрами изотопа ${}^6\text{Li}$ ($\sigma = 945$ б) [14]

усиления плотности нейтронов из-за увеличения отражения нейтронов от усилительного слоя, роль которого выполняет слой ${}^6\text{LiF}$ (19 нм). Величина максимумов в счете заряженных частиц достигает наибольшего значения в окрестности 3 Å, а затем уменьшается. Последнее связано с тем, что интенсивность альфа-частиц нормирована фактически на интенсивность поглощения нейтронов при угле скольжения 30 мрад, которая растет с увеличением длины волны нейтронов.

Необходимо брать в расчет также следующее замечание. Изотоп ${}^6\text{Li}$ имеет сравнительно большое сечение захвата нейтронов 945 б при длине волны нейтронов 1,8 Å. После захвата нейтрона ядром лития оно распадается на альфа-частицу и тритий. Из других элементов, входящих в структуру и подложку, реакция с вылетом альфа-частицы идет только на изотопе ${}^{17}\text{O}$. Изотоп ${}^{17}\text{O}$ входит в соединение SiO_2 , составляющее основу стекла. Однако процентное содержание этого изотопа всего 0,038%, а сечение 0,235 б. В то же время режим стоячих нейтронных волн, который для нас сейчас важен, реализуется при полном отражении нейтронов от

слоя меди. В результате нейтроны не проникают в подложку и не создают фонового счета от альфа-частиц подложки. На элементах структуры F, Ti и Cu существует сечение захвата нейтронов с вылетом гамма-квантов σ_γ , а также сечение некогерентного рассеяния на ядрах σ_{incoh} . Процесс захвата с вылетом гамма-кванта практически не регистрируется из-за малой эффективности ионизационной камеры к этому излучению. В результате процессы с вылетом гамма-квантов и некогерентного рассеяния нейтронов приводят только к ослаблению потока зеркально отраженных нейтронов. Сечения (σ_γ и σ_{incoh}) составляют для F, Ti и Cu (9,6 и 0,4 мб), (6,09 и 2,75 б) и (3,78 и 0,5 б) соответственно. Фтор имеет малые сечения, а в меди при полном отражении работает слой толщиной порядка 10 нм. Таким образом, на глубине провалов коэффициента отражения нейтронов сказывается практически только поглощение нейтронов в титане и отмеченный ранее рост коэффициента усиления плотности нейтронов. Все это учтено при расчетах сплошной кривой на рис. 8, а. В результате определено также, что плотность слоя меди составляет 90 % от кристаллической плотности, в то время как для титана это всего 40 %.

Вторичные процессы с выходом заряженных частиц и осколков деления ядер характеризуются высокой эффективностью регистрации заряженных продуктов и большим сечением взаимодействия в случае деления ядер. При этом число изотопов и элементов, для которых имеют место реакции с захватом тепловых нейтронов и выходом заряженных частиц, достаточно велико. Параметры реакций (n, p) и (n, α) представлены в [14]. Для реакции (n, p) сечение $\sigma(n, p) > 0,1$ б существует для 10 изотопов, а именно ^3He , ^7Be , ^{14}N , ^{26}Al , ^{35}Cl , ^{37}Ar , ^{40}K , ^{59}Ni , ^{76}Br , ^{84}Rb . Для реакции (n, α) сечение $\sigma(n, \alpha) > 0,1$ б наблюдается для 10 изотопов, а именно ^6Li , ^{10}B , ^{17}O , ^{22}Na , ^{26}Al , ^{33}S , ^{37}Ar , ^{40}K , ^{59}Ni , ^{65}Zn . Методика регистрации заряженных частиц с разрешением 50 кэВ позволяет использовать анализ по энергии для идентификации изотопов.

Для реакции деления ядер большое сечение $\sigma(n, f) > 30$ б имеют 16 изотопов элементов U, Np, Pu, Am, Cm, Cf. Наконец, для реакции (n, γ) сечение ≥ 30 б имеют некоторые изотопы следующих элементов: Cl, Ag, Cd, In, Te, Pm, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu, Hf, Re, Os, Ir, Pt, Au, Hg, Th, U, Pu. Тонкие искусственно приготовленные слои из перечисленных изотопов и элементов в составе слоистых наноструктур практически еще не исследовались.

Таким образом, в результате усиления интенсивности нейтронных волн (увеличения плотности нейтронного волнового поля) происходит интенсификация ядерных реакций и усиление выхода вторичного излучения. Совместное изучение зависимостей интенсивности отражения нейтронов и зависимостей интенсивности вторичного излучения оказывается эффективным методом изучения многослойных структур в тонких пленках при наличии изотопной неоднородности.

8. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ПУЧКА НЕЙТРОНОВ

В 1948 г. А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук [68] показали, что при отражении неполяризованного пучка нейтронов от магнитной среды может происходить расщепление пучка на два пучка, поляризованных противоположно. Пионерские работы по поляризующей нейтронной оптике были выполнены в Петербургском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова, что подробно отражено в обзоре [69].

Расщепление пучка нейтронов в однородной магнитной среде можно представить на языке нейтронной оптики с помощью показателя преломления. В среде нейтроны со спином, направленным по полю, будут средой «выталкиваться», а со спином против поля — «втягиваться». Поэтому в среде преломленный нейтронный пучок разделится на две части (расщепится): поляризованные по полю и против него (двулучепреломление). Показатель преломления имеет вид [68]

$$n_{\pm} = n_0 \pm \mu B / E_0. \quad (53)$$

Здесь первое слагаемое обусловлено взаимодействием нейтронов с ядрами, второе — магнитным взаимодействием, зависящим от направления спина нейтрона; E_0 — энергия падающих нейтронов. При достижении критического угла падения должно наступить полное отражение. Но теперь у расщепленного пучка будет два критических угла. Для нейтронов со спином, направленным по полю, полное отражение наступит раньше, так как $|n_+| < 1$ при угле $\alpha_0 \cong [2(1 - n_+)]^{1/2}$. Для нейтронов со спином, направленным против поля, как правило, $|n_-| \geq 1$, и они останутся в среде. В результате можно получить пучок поляризованных нейтронов (поляризованный пучок). Сегодня это наиболее используемый способ получения поляризованных пучков нейтронов [70]. Для нейтронов низких энергий $|n_{\pm}| - 1 \approx 10^{-6} - 10^{-4}$. Соответственно, критический угол лежит в интервале от $10'$ до 1° . Поэтому магнитные зеркала дают узкие пучки поляризованных нейтронов, удобные в физических исследованиях. Заметим, что в случае магнитных систем оптические аналогии не так очевидны, поскольку магнитное взаимодействие является дальнедействующим, и поэтому не всегда удастся описать взаимодействие нейтрона с намагниченным образцом с помощью понятия коэффициента преломления. Кроме того, как уже было замечено ранее, коэффициентом преломления можно пользоваться только в случае идеальной (без шероховатостей) поверхности.

Более сложная и разнообразная картина расщепления нейтронных пучков возникает при скользящем падении нейтронов на магнитно-неколлинеарную среду, когда внешнее магнитное поле и магнитная индукция образца неколлинеарны. Явление расщепления поляризованного пучка нейтронов было предсказано В. К. Игнатовичем в 1978 г. при теоретическом описании деполяризации поляризованных ультрахолодных нейтронов при пропускании через намагниченные пленки [71]. В 1995 г. Г. П. Фелчер [72] в Национальном институте стандартов и технологий (NIST, США) наблюдал экспериментально такое расщепление нейтронных пучков. Детально

расщепление нейтронных пучков под влиянием неколлинеарных магнитных полей в геометрии как отражения, так и пропускания через тонкие пленки было изучено в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка в Дубне [73–76]. В настоящее время метод расщепления нейтронных пучков при скользящем падении на магнитно-неколлинеарные среды находит все большее применение при изучении магнитных наносистем, магнитных доменов, кластеров магнитного порядка [77].

Возможны различные варианты неколлинеарности внешнего магнитного поля $\vec{H}$ и магнитной индукции образца $\vec{B}$. Это может быть однородно намагниченная пленка, к поверхности которой под углом приложено поле $\vec{H}$. В этом случае из-за анизотропии формы возникает размагничивающее поле, которое компенсирует компоненту намагниченности, перпендикулярную плоскости пленки. В итоге вектор магнитной индукции $\vec{B}$ выходит из плоскости пленки и составляет некоторый угол χ с направлением вектора внешнего поля $\vec{H}$. Магнитная неколлинеарность может возникнуть и при наличии внутренней магнитной анизотропии в пленке. Например, внешнее магнитное поле приложено параллельно плоскости пленки, но внутри образца из-за внутренних анизотропных свойств системы существуют выделенные оси легкого намагничивания в плоскости, направление которых отличается от направления внешнего магнитного поля. В случае перпендикулярной анизотропии внешнее магнитное поле приложено вдоль плоскости пленки, но вектор намагниченности направлен перпендикулярно плоскости образца (в этом случае расщепления нет, поскольку перпендикулярная компонента намагниченности компенсируется рассеянным полем). Расщепление пучка можно наблюдать и в доменной структуре, в которой слабое внешнее магнитное поле приложено параллельно плоскости пленки. При этом направление вектора магнитной индукции в соседних доменах отличается друг от друга, а доменные стенки расположены перпендикулярно направлению движения нейтронного пучка.

Рассмотрим простейший случай расщепления, который будет использован для регистрации зонда в резонансной структуре. Если на границе раздела есть угол χ между векторами внешнего магнитного поля $\vec{H}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ в образце (рис. 9, а), то происходит переворот спина нейтронов с вероятностью $\sim \sin^2 \chi$ [71]. На рис. 9, б показана геометрия отражения поляризованных нейтронов от магнитно-неколлинеарной пленки с магнитной индукцией $\vec{B}$ на немагнитной подложке во внешнем магнитном поле $\vec{H}$. Поляризованный пучок со спином «+» падает под малым углом скольжения α_0 на поверхность пленки. Проекция волнового вектора вдоль плоскости не меняется: $k_{1x} = k_{0x}$, $k_{1y} = k_{0y}$.

В скользящей геометрии при отражении от магнитно-неколлинеарной пленки поляризованный пучок нейтронов «+» (рис. 9, б) расщепляется в пространстве на два пучка. Пучок нейтронов без переворота отражается зеркально: $\alpha_1^{++} = \alpha_0$ (падающий пучок поляризован по полю «+», зеркально отраженный пучок сохраняет эту поляризацию), а пучок нейтронов

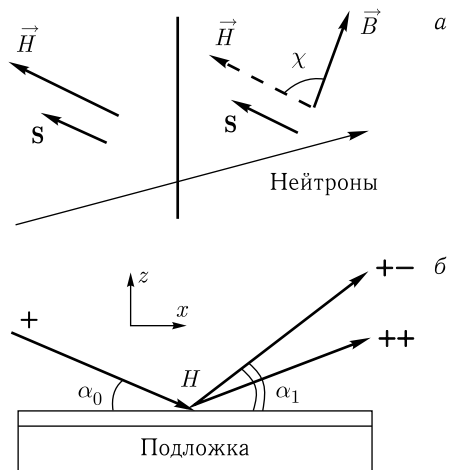


Рис. 9. Схема пространственного расщепления пучка для случая однородно намагниченной пленки в наклонном внешнем магнитном поле: а) спин нейтрона $\vec{S}$ на границе двух магнитно-неколлинеарных сред; б) отражение поляризованного пучка «+» от магнитной пленки на подложке

с переворотом спина испытывает незеркальное отражение под углом:

$$(\alpha_1^{+-})^2 = \alpha_0^2 + 2\mu H \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2}, \quad (54)$$

где μ и m — магнитный момент и масса нейтрона. То же самое для поляризованного пучка нейтронов с начальной поляризацией «-». Пучок нейтронов без переворота спина отражается зеркально: $\alpha_1^{--} = \alpha_0$, а пучок нейтронов с переворотом спина отражается незеркально:

$$(\alpha_1^{-+})^2 = \alpha_0^2 - 2\mu H \lambda^2 \frac{2m}{\hbar^2}. \quad (55)$$

Таким образом, измеряя сдвиг пучка с переворотом спина нейтрона относительно зеркально рассеянного пучка без переворота спина, мы получаем возможность прямого измерения магнитной индукции вблизи зонда.

Рассмотрим конкретную систему, которая была исследована в первых наших экспериментах [11,12], а именно, тонкую пленку $\text{Ti}(30 \text{ нм})/\text{Co}(6 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{подложка}$ (стекло). Оптический потенциал взаимодействия нейтронов с веществом имеет вид потенциальной ямы, показанной на рис.7 (см. также рис.11, а), где потенциал 1 соответствует подложке Cu, потенциал 2 — верхнему слою Ti.

В обычной рефлектометрии используют многослойные структуры (многократное повторение бислоя) для усиления сигнала от отражений. Однако при этом усиливается и фон в результате кумулятивного эффекта от шероховатостей межслойных границ. Кроме того, возникают и другие нежелательные изменения регулярности структуры. В нашем случае сигнал

от изменения магнитного состояния ожидаемо слабый и, как показывает опыт, выделить его в многослойной структуре практически невозможно. Поэтому мы используем одиночный бислой, а для усиления сигнала применяем резонансную структуру, которая дает усиления сигнала в несколько десятков раз.

Между подложкой и верхним слоем находится пленка Ti с тонким слоем Co, при прохождении которого нейтрон изменяет спиновое состояние (переориентирующий слой). Для этого вектор магнитной индукции в магнитном слое должен быть неколлинеарным направлению вектора напряженности внешнего магнитного поля. Нейтроны туннелируют через тонкий слой Co и отражаются от нижнего слоя Si. Образуется стоячая волна. В среднем слое Ti (200 нм) плотность волновой функции нейтронов резонансно усиливается благодаря многократному отражению нейтронов от верхнего и нижнего слоев с высоким потенциалом.

Будем предполагать, что магнитный слой настолько тонкий, что практически не возмущает волновое поле, сформированное базовой структурой, состоящей из трех областей. В этом случае поток переориентированных нейтронов, пропорциональный потоку нейтронов начального спинового состояния в магнитном слое, также будет периодической функцией координаты магнитного слоя. Стоячую волну можно наблюдать непосредственно, измеряя периодическую зависимость от угла рассеяния интенсивности переориентированных нейтронов. В эксперименте большое внешнее магнитное поле напряженностью 10 кЭ было приложено под углом 80° к плоскости пленки. При этом наблюдалось пространственное расщепление поляризованного пучка нейтронов при отражении. На рис. 10 приведена интенсивность нейтронов с переворотом спина (темные символы для пере-

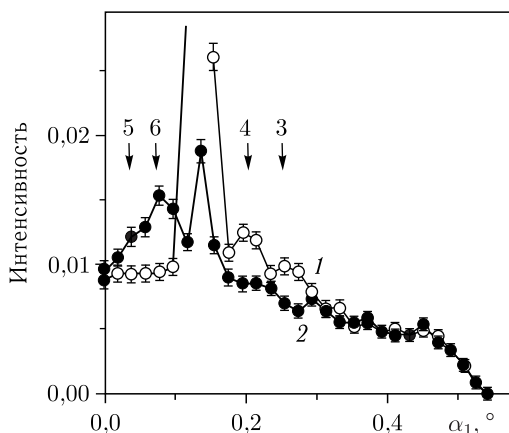


Рис. 10. Интенсивность отраженного пучка нейтронов с переворотом спина (светлые символы для перехода «-+», темные символы для перехода «+-») в зависимости от конечного угла скольжения. Индексами $n = 3, 4, 5, 6$ указаны максимумы интенсивности, которые соответствуют резонансам внутри резонатора

хода «+—», светлые символы для перехода «—+») в зависимости от угла скольжения отраженного пучка.

На рисунке на фоне большого пика зеркально отраженных нейтронов видны два пика переориентированных нейтронов, соответствующих третьему и четвертому порядкам интерференции нейтронов в начальном спиновом состоянии «+» (линия 1), и пик переориентированных нейтронов, обусловленный пятым и шестым порядками интерференции нейтронов в начальном спиновом состоянии «—» (линия 2).

Характер поведения интенсивностей отражает характер поведения соответствующих коэффициентов отражения и плотности волновой функции в зависимости от угла отражения или, что то же самое, от длины волны в резонаторе.

В работе [76] для структуры Ti(30 нм)/Co(6 нм)/Ti(200 нм)/Cu(100 нм)/стекло (подложка), исследованной в [11, 12], были проведены вычисления распределения вероятностей $|\Psi|^2$ (плотности нейтронного поля) в зависимости от координаты вглубь пленки. Оптический потенциал взаимодействия нейтронов с веществом имеет вид потенциальной ямы (см. рис. 11, а). Условие резонанса определяется соотношениями (33), (34), которые в данном случае принимают вид

$$2k_2d + \arg(r_{21}) + \arg(r_{23}) = 2\pi n, \quad (56)$$

где k_2 — перпендикулярная поверхности компонента волнового вектора внутри резонансного слоя (Ti); $d = 200$ нм — толщина резонансного слоя; r_{21} и r_{23} — амплитуды отражения внутри резонансного слоя, соответственно, от верхнего туннельного слоя (Co) и от нижнего слоя (Cu) — отражателя; $n = 0, 1, 2, \dots$ — порядковый номер резонансов.

На рис. 11, б показана рассчитанная плотность волновой функции нейтронов с фиксированная длиной волны, равной 0,4 нм, вдоль координаты z для разных углов скольжения начального пучка соответственно для отражения «+—». Аналогичная картина наблюдается и для отражения «—+». На рис. 11, в показана плотность волновой функции нейтронов спинового состояния «+—» в резонаторе в зависимости от координаты z для порядков резонансов $n = 3, 4, 5, 6$.

Таким образом, в случае поляризованных нейтронов измерить волновую функцию можно в поле стоячих волн, поместив в пучность стоячей волны вещество, чувствительное к поляризации нейтрона. В качестве такого вещества можно использовать магнитный слой, намагниченность которого неколлинеарна внешнему полю. На таком слое происходит расщепление нейтронного пучка на два пучка — в одном зеркально отраженном пучке поляризация сохранится, но интенсивность уменьшится, в другом, отраженном незеркально, поляризация изменится на противоположную. Регистрация ослабления пучка в канале зеркального отражения и регистрация выбывших из зеркально отраженного пучка нейтронов с измененной поляризацией (деполяризованный пучок) в канале незеркального отражения даст информацию о распределении нейтронного волнового поля.

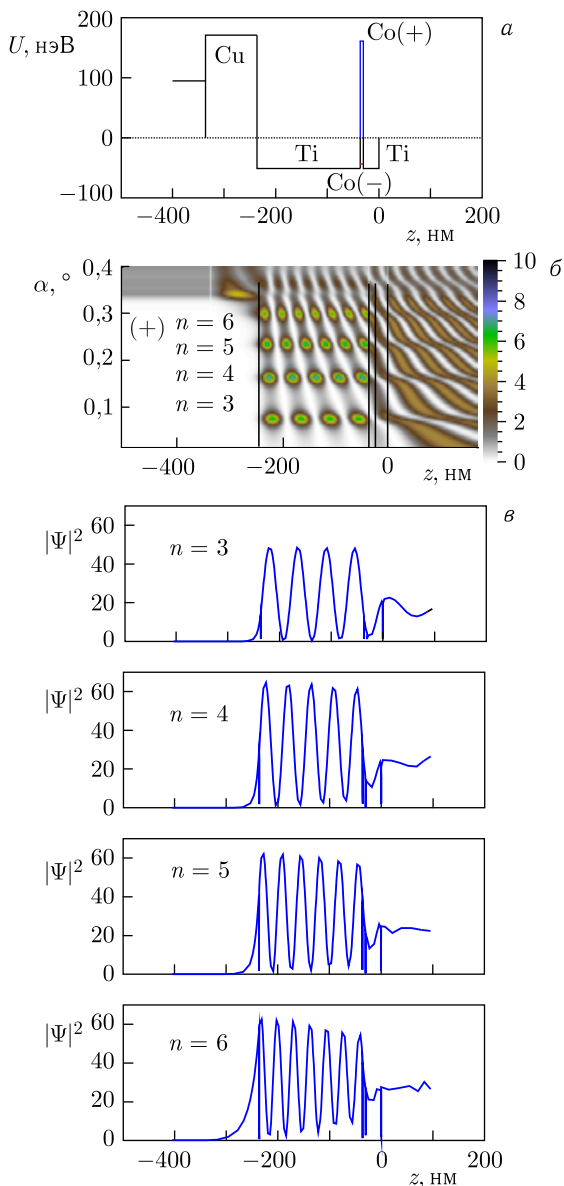


Рис. 11. Расчеты для стоячих нейтронных волн при фиксированной длине волны нейтронов $4,0 \text{ \AA}$. а) Оптический потенциал образца $\text{Ti}(30 \text{ нм})/\text{Co}(6 \text{ нм})/\text{Ti}(200 \text{ нм})/\text{Cu}(100 \text{ нм})/\text{стекло}$ (подложка). б) Плотность волновой функции нейтронов в зависимости от угла скольжения начального пучка и координаты z перпендикулярно поверхности образца для отражения «+-». в) Плотность волновой функции нейтронов в зависимости от координаты z для различных порядков резонансов: $n = 3, 4, 5, 6$ в соответствии с рис. б

9. ЭФФЕКТЫ БЛИЗОСТИ В СТРУКТУРЕ СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

В качестве примера применения изложенных выше представлений рассмотрим исследования обратного эффекта близости в контакте сверхпроводник/ферромагнетик. Термин *эффект близости* появился в физике конденсированного состояния в 1960-х гг. при изучении контакта сверхпроводника (СП) с нормальным металлом и обозначал появление в последнем параметра порядка сверхпроводимости на расстоянии от границы раздела, равном длине когерентности СП. Если заменить нормальный металл на ферромагнитный (ФМ), то эффект проникновения парной волновой функции СП и возникновения СП-слоя в ФМ сохраняется. Однако конкуренция двух (СП и ФМ) обменных взаимодействий приводит к целому ряду новых эффектов, которые начинают проявляться в системах с пониженной размерностью и особенно на нанометровом масштабе. Теория явлений, возникающих при контакте СП и ФМ и имеющих квантовую природу, достаточно хорошо разработана и предсказывает целый ряд необычных и новых явлений в физике сильно коррелированных электронных систем (см., например, [78]). Отметим явления, предсказанные теоретически, но до сих пор не подтвержденные надежно экспериментально: обратный эффект близости (ОЭБ) [79, 80] и крипто-ферромагнитное состояние в ФМ вблизи границы раздела [81–83]. Здесь мы ограничимся обсуждением ОЭБ [84–86]. Обратный эффект близости состоит в появлении магнитных корреляций в СП в области границы раздела с ФМ. ОЭБ обусловлен корреляциями электронов проводимости СП со свободными электронами ФМ, которые, в свою очередь, связаны обменными взаимодействиями. Многочисленные исследования классическими магнитометрическими методами подтверждают наличие ОЭБ, но не позволяют определить глубину проникновения магнетизма в СП, что не дает возможности установить механизм явления.

Прямым методом изучения пространственного распределения намагниченности является рефлектометрия поляризованных нейтронов. Попытки использования этого метода предпринимались неоднократно, однако они не дали желаемого результата ввиду слабости магнитного рассеяния нейтронов в СП [87, 88]. Результат был получен с помощью резонансной нейтронной рефлектометрии [89–91].

9.1. Деполяризация пучка в резонансном бислое. Рассмотрим одинокосный бислой сверхпроводник (S)/ферромагнетик (F), обозначенный цифрой 2 на рис. 12 и расположенный между накрывающим слоем 1 и подложкой 3.

При исследовании магнитных низкоразмерных систем магнитное поле обычно прикладывают параллельно поверхности образца. Из-за сильной анизотропии формы вектор намагниченности $\vec{M}$ направлен вдоль магнитной плоскости. Поэтому вектор $\vec{B}_0$, одинаковый внутри и снаружи образца, не дает вклада в контраст потенциала отражения и им можно прене-

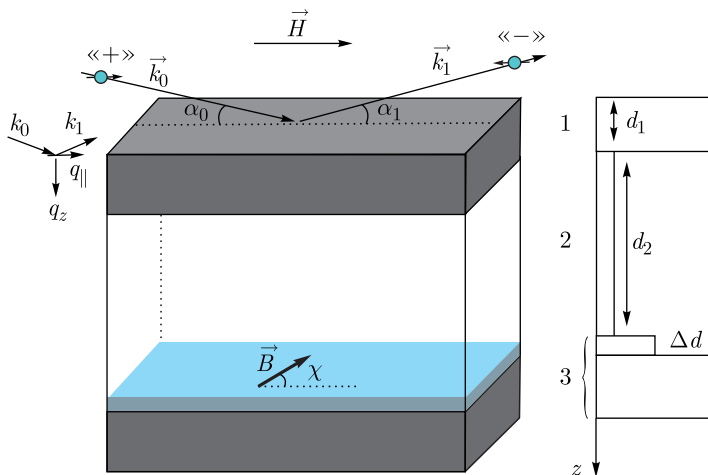


Рис. 12. Схема рассеяния поляризованных нейтронов от резонансной структуры СП/ФМ с тонким неколлинеарным магнитным слоем: $\vec{B}$ — магнитная индукция в ФМ-слое; χ — угол между индукцией и внешним магнитным полем $\vec{H}$. В правой части рисунка показан профиль ядерного потенциала

брець. Это допущение будет справедливо и в более общем случае, когда вектор $\vec{B}_0$ имеет произвольное направление, а вектор намагниченности имеет компоненту, перпендикулярную поверхности. Последняя дает вклад в магнитную индукцию $\vec{B}_{\text{ext}}$ вне образца. Компонента вектора индукции $\vec{B}_z$, перпендикулярная поверхности, непрерывна и, следовательно, тоже не дает контраст в магнитное отражение. Итак, при рассмотрении зеркального отражения вкладом внешнего магнитного поля можно пренебречь и нужно учитывать только взаимодействие нейтронов с латеральной (направленной вдоль поверхности) компонентой вектора намагниченности.

Оптический потенциал структуры содержит ядерную и магнитную компоненты (1). Будем полагать, что наш полубесконечный и идеально плоский ферромагнитный образец в направлении z находится в монокристаллическом состоянии, а нейтронный пучок полностью поляризован и идеально коллимирован по оси y . Воспользуемся изложенной выше теорией. Амплитуды отражения без переверота спина нейтрона (амплитуды отражения без ПСН) в борновском приближении имеют вид

$$R^{++} (q) \approx \frac{1}{q_z^2} \int \frac{\partial}{\partial z} [4\pi\rho_0(z) \pm cB_{\parallel}(z)] \exp(iq_z z) dz \equiv R_0 \pm R_{\parallel}^{\text{mag}}, \quad (57)$$

где $q_z = 4\pi(\sin \alpha_1)/\lambda$ — перпендикулярная плоскости компонента вектора рассеяния; $B_{\parallel}(z) = B(z) \cos \chi(z)$ — профиль компоненты магнитной индукции, параллельной вектору поляризации нейтронного пучка; χ — угол между векторами магнитной индукции и нейтронной поляризации. Знак «+» обозначает состояние, когда вектор поляризации нейтронов на-

правлен по внешнему (слабому) полю, направляющему поляризацию по оси y . Знак « $-$ » обозначает состояние, когда вектор поляризации нейтронов направлен против внешнего поля.

Согласно (57) амплитуды отражения без ПСН состоят из двух компонент — ядерной и магнитной: R_0 , $R_{\parallel}^{\text{mag}}$ — амплитуды отражения от ядерного профиля потенциала и от магнитного соответственно. В случае слабо магнитной системы ($c/B \ll 4\pi|\rho|$) $R_0 \gg R_{\parallel}^{\text{mag}}$ и коэффициенты отражения $\mathcal{R}^{\pm\pm} \equiv |R^{\pm\pm}|^2$ обусловлены преимущественно ядерным рассеянием и дают информацию о ядерном профиле. Однако, как следует из (57), путем вычитания можно выделить магнитный вклад. С учетом малости магнитной компоненты получаем

$$S(q) = \frac{\mathcal{R}^{++} - \mathcal{R}^{--}}{\mathcal{R}^{++} + \mathcal{R}^{--}} \sim \int \frac{\partial B_{\parallel}(z)}{\partial z} \exp(iq_z z) dz. \quad (58)$$

Эта величина называется спиновой асимметрией, она содержит информацию о компоненте магнитной индукции, параллельной вектору поляризации нейтронов.

Чтобы вычислить амплитуды незеркального отражения с ПСН, первого борновского приближения уже недостаточно. В борновском приближении искаженных волн [2, 53] получаем

$$R^{(+ -)}(q) \approx \frac{c}{q} \int (\psi^{\pm}(z))^* B_{\perp}(z) \psi^{\mp}(z) dz, \quad (59)$$

где $\psi^{\pm}(z)$ — нейтронные волновые функции невозмущенного потенциала $4\pi\rho_N \pm B_{\parallel}(z)$; $B_{\perp}(z) = B(z) \sin \chi(z)$ — профиль неколлинеарной компоненты магнитной индукции. При $q_z \rightarrow 0$ нейтронные волновые функции могут быть представлены плоскими волнами, тогда выражение (59) для амплитуд отражения без ПСН принимает вид

$$R^{(+ -)}(q) \sim \frac{c}{q} \int B_{\perp}(z) \exp(iq_z z) dz. \quad (60)$$

Выражения (57)–(60) показывают, что зеркальное отражение нейтронов позволяет определить пространственные профили ядерного потенциала и вектора магнитной индукции в принятых приближениях.

В эксперименте измеряют интенсивности зеркального отражения при различных состояниях спин-флипперов (устройств, переворачивающих спин нейтронов; подробности см. в [22]): $++$, $--$, $+-$, $-+$ и различных углах падения на источнике нейтронов непрерывного действия или при заданном угле падения на импульсном источнике. В результате получают коэффициенты отражения $\mathcal{R}^{\mu\nu}(q)$ как функции импульса рассеяния q , нормированные на интенсивность падающего пучка. Здесь индексы μ и ν обозначают проекции спина нейтронов (+) и (–) на ведущее магнитное поле до и после рассеяния. Интенсивность рассеяния с ПСН на тонком

магнитном слое толщиной Δd имеет вид

$$I^{(-+)}(q)(k_{1z}, k_{0z}) \propto \psi^+(k_{1z}) \psi^-(k_{0z}) \Delta d^2 B_{\perp}^2, \quad (61)$$

где $k_{1z}(k_{0z}) = \pm(2\pi/\lambda) \sin \alpha_{1(0)}$ — z -компонента падающего (рассеянного) волнового вектора; $\psi^{+(-)}$ — волновая функция нейтронов с заданной поляризацией в положении магнитного слоя. Квадрат волновой функции определяет плотность нейтронов с заданной поляризацией в области зондирующего слоя. При зеркальном отражении $k_{1z} = -k_{0z}$, $q_z = 2k_{1z}$, $q_{\parallel} = 0$.

Из выражения (61) следует, что интенсивность магнитного рассеяния зависит от плотности нейтронов вблизи зондирующего слоя. При определенных условиях плотность нейтронов и, следовательно, интенсивность рассеяния заметно возрастет.

Для структуры, изображенной на рис. 12, волновая функция вблизи зондирующего слоя имеет вид

$$\psi^{\pm} = \frac{t \exp(ik_2 d_2)}{1 - r_{21} r_{23}^{\pm} \exp(2ik_2 d_2)}, \quad (62)$$

где t — амплитуда прохождения первого слоя; r_{21} и $r_{23}^{\pm}$ — амплитуды отражения слоев 1/2 и 2/3; $k_i = \sqrt{k_0^2 - V_i}$ — z -компонента волнового вектора внутри i -го слоя ($i = 1, 2$ или 3). Согласно выражению (62) волновая функция будет резонансно усилена при выполнении условия резонанса (61), где

$$|r_{12}| = |r_{23}^{\pm}| = 1. \quad (63)$$

Реальные структуры имеют шероховатости поверхности и неоднородности магнитного слоя, которые приводят к диффузному рассеянию. Для получения профиля потенциала по глубине необходимо провести усреднение в плоскости по размерам, равным длине когерентности нейтронного пучка, которую можно оценить по величине неопределенности волнового вектора рассеяния. Интервал изменений последнего довольно велик: от 0,1 мкм до 1 см. Если изменение оптического потенциала $\Delta V(x, y, z)$ мало по сравнению с усредненным потенциалом $\langle V(z) \rangle$, то амплитуда диффузного рассеяния может быть вычислена в борновском приближении искаженных волн:

$$R_{\text{diff}} \sim \int (\psi_1(z))^* \delta V(x, y) \psi_0(z) dz, \quad (64)$$

где $\psi_{0(1)}(z)$ — волновые функции в структуре, соответствующие падающему и отраженному пучкам соответственно. В (64) спинные компоненты опущены, поскольку зависимость от них оптического потенциала такая же, как и для зеркального рассеяния. Анализ интенсивности диффузного рассеяния

$$I_d(k_{1z}, k_{0z}, q_{\parallel}) \propto \psi(k_{1z}) \psi(k_{0z}) \Delta d^2 \int d^2 R_{\parallel} \exp(-q_{\parallel} R_{\parallel}) \langle B(R_{\parallel}), B(0) \rangle, \quad (65)$$

где $q_{\parallel}$, $R_{\parallel}$ — компоненты вектора рассеяния и радиуса-вектора в плоскости, дает информацию о распределении ядерного и магнитного потенциалов вдоль поверхностей.

Таким образом, анализируя данные экспериментов по измерению интенсивностей пиков резонансного рассеяния, можно получить информацию об изменении магнитного состояния образца.

9.2. Магнитный эффект близости. В [89–91] была исследована структура $\text{Cu}(32 \text{ нм})/\text{V}(40 \text{ нм})/\text{Fe}(1 \text{ нм})/\text{MgO}$. Здесь по порядку справа налево: подложка, на которую напыляют слои железа — ферромагнетика (ФМ), ванадия — сверхпроводника (СП) и меди — накрывающего слоя, обеспечивающего условия резонанса в бислое. Слой железа играет двоякую роль: для исследования влияния СП на ФМ (и обратно) и для зондирования волнового поля в резонаторе. Этот слой должен быть достаточно тонким, чтобы не нарушать волновое поле в резонаторе, и в то же время иметь достаточную массу, чтобы в нем сохранялись свойства ферромагнетика. При соблюдении этих условий место его расположения в резонаторе произвольно. Описание экспериментальной установки мы здесь не рассматриваем, они изложены кратко в [90] и подробно в [22].

Слой ванадия V толщиной 40 нм представляет собой обычный СП БКШ типа, слой железа — металлический ФМ. Структура границ раздела слоев контролировалась с помощью рентгеновской рефлектометрии. Среднеквадратичная высота шероховатости границы V/Fe не превышала 0,6 нм. Сверхпроводящие свойства V типичны для двумерного СП: $T_c = (3,4 \pm 0,10) \text{ К}$, длина когерентности сверхпроводника $\xi_s = (9,3 \pm 0,1) \text{ нм}$, глубина проникновения магнитного поля $\lambda \approx 100 \text{ нм}$. Намагниченность ФМ-слоя при $T = 10 \text{ К}$ составляла $M = 17,5 \text{ кГс}$.

На рис. 13 показаны результаты измерений коэффициентов отражения в зависимости от волнового числа рассеяния [89].

Как видим, коэффициенты отражения без переворота спина нейтронов в области полного отражения при $q < q_{\text{кр}} = 0,17 \text{ нм}^{-1}$ имеют большой провал, соответствующий пику на зависимости коэффициента отражения с переворотом спина при резонансном значении волнового числа $q_{\text{рез}} = 0,1 \text{ нм}^{-1}$. Такое поведение коэффициентов отражения показывает изменение (согласно формулам (63), (65)) намагниченности в бислое. Режим усиленного волнового поля позволил провести детальное исследование температурной зависимости коэффициентов отражения и диффузного рассеяния (65) в области резонанса выше и ниже температуры СП-перехода в интервале значений температуры от 1,6 до 6 К.

Исследования температурного поведения коэффициентов зеркального отражения показывает, что ниже T_c в слое ванадия появляется магнитный подслой, намагниченность которого спадает с удалением от границы по экспоненте: $M(z) = M_0 \exp[(z - z_0)/h]$, где M_0 — значение намагниченности на границе СП/ФМ; z — координата вглубь сверхпроводящего слоя; h — характерная толщина магнитного подслоя: $M_0 = (0,8 \pm 0,3) \text{ кГс}$, $h = (7,0 \pm 1,0) \text{ нм}$, $z_0 = 71 \text{ нм}$ (рис. 14, [91]) При этом толщина магнитного

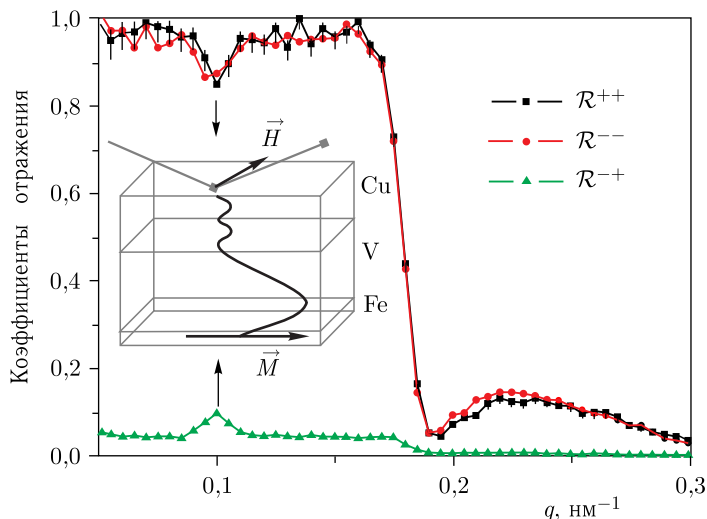


Рис. 13. Экспериментальные (точки) и модельные (линии) кривые коэффициентов отражения в трех каналах при $T = 5$ К. Стрелки показывают положения резонансов. На вставке — схема эксперимента: $\vec{H}$ и $\vec{M}$ — векторы внешнего поля и намагниченности ФМ-слоя. Сплошная линия внутри вставки — плотность нейтронного поля в структуре при резонансе

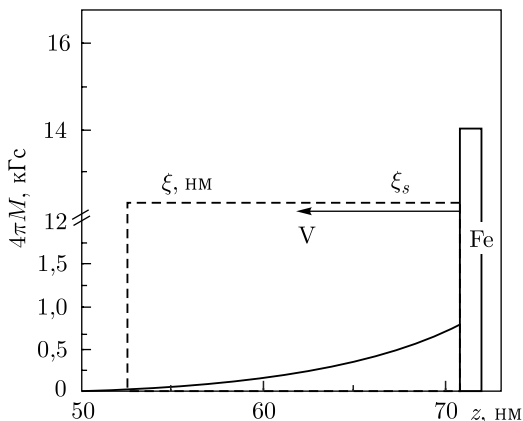


Рис. 14. Магнитный профиль подслоя в ванадии ниже температуры сверхпроводящего перехода. Горизонтальная стрелка обозначает размер корреляционной длины когерентности сверхпроводника, определенной макроскопическими измерениями

подслоя в СП по порядку величины соответствует длине когерентности сверхпроводника.

На рис. 14 показан результат для канала $(++)$. Такое же поведение наблюдается и в других каналах: $(--)$, $(+-)$ и $(-+)$, что свидетельствует

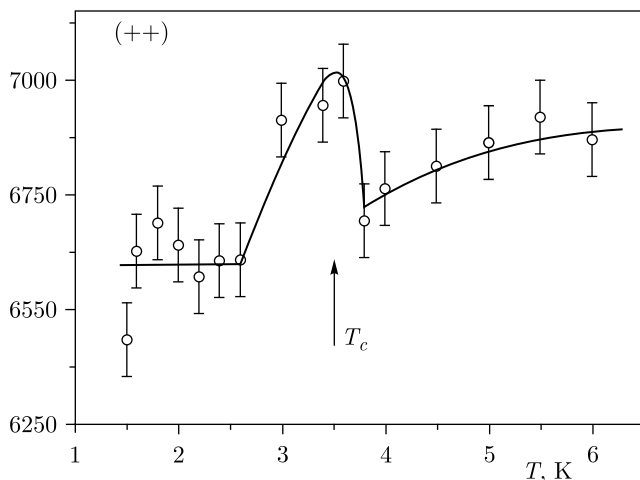


Рис. 15. Температурная зависимость интегральной интенсивности диффузного рассеяния в канале (++)

о перестройке магнитного профиля при переходе в сверхпроводящее состояние.

Существенным дополнением к этим данным дает температурная зависимость магнитного диффузного рассеяния (рис. 15, [90]). В интервале значений температуры от 2,5 до 3,5 К с погрешностью порядка 1,5 % наблюдается рост диффузного рассеяния.

Приведенные данные по характеру поведения и по порядку наблюдаемых величин соответствуют теоретическим предсказаниям о проявлениях обратного эффекта близости в контакте сверхпроводника с ферромагнетиком [84–86]. Мы привели здесь первое прямое экспериментальное наблюдение этого эффекта на микроскопическом уровне. Результаты исследований эффектов близости в различных многослойных гетероструктурах с использованием нейтронной рефлектометрии и более подробное обсуждение этой темы можно найти в [92].

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рефлектометрия неполяризованных нейтронов позволяет исследовать поверхности, тонкие пленки и многослойные гетероструктуры по все трем пространственным координатам. Это то, что называется трехмерной рефлектометрией. Рефлектометрия поляризованных нейтронов в последние годы успешно развивается в этом же направлении с целью, помимо общепринятого метода зеркального отражения, ввести в рутинное использование трехмерный поляризационный анализ и метод малоуглового рассеяния при скользящем падении поляризованных нейтронов. Хорошим дополне-

нием к трехмерной рефлектометрии могут служить изложенные в данной статье методы резонансной нейтронной рефлектометрии.

Резонансная нейтронная рефлектометрия открывает новые возможности для определения распределения изотопов в структуре: достигается нанометровое пространственное разрешение, значительно увеличивается чувствительность измерений в заданном интервале волновых векторов нейтронов. Открываются новые возможности изучения слабого сигнала при изменениях магнитных состояний, не регистрируемого обычными методами. Метод усиленных стоячих нейтронных волн в режиме полного отражения весьма эффективен в случаях слабого магнитного сигнала, не регистрируемого обычными методами. Точность метода обусловлена расщеплением падающего пучка нейтронов, при котором разделяются компоненты без поворота (зеркальное отражение) и с поворотом спина нейтронов (незеркальное отражение). При этом в несколько раз возрастает отношение эффект/фон.

В настоящее время измерительный комплекс на реакторе ИБР-2М имеет три канала регистрации вторичного излучения: канал регистрации испытавших переворот спина поляризованных нейтронов, канал регистрации заряженных частиц и канал регистрации гамма-излучения [14, 15]. Для измерений доступны несколько десятков изотопов и магнитных элементов. Дополнительные возможности открываются при регистрации гамма-излучения от магнитных элементов. В этом случае для неколлинеарной магнитной структуры можно регистрировать оба типа вторичных излучений (нейтроны с переворотом спина и гамма-излучение). Последнее повышает точность определения магнитного и элементного пространственных профилей.

Отметим некоторые перспективные, на наш взгляд, направления исследований.

10.1. Рефлектометрия в реальном времени. Для понимания многих физических и химических явлений полезную информацию дают исследования кинетических процессов. Однако до настоящего времени большинство исследований с использованием нейтронной рефлектометрии проводятся в статическом или квазистатическом режиме. Это связано с тем, что при скользящем падении из-за малого телесного угла видимости источника нейтронов (порядка 10^{-5} ср) и малого сечения пучка (примерно $0,1 \text{ см}^2$) плотность потока нейтронов на образце недостаточна. Поэтому прямые измерения в реальном времени ограничены медленными кинетическими процессами, не быстрее долей секунды [93]. Недавно был предложен метод изучения кинетики намагниченности в ферромагнитных пленках с использованием осциллирующего магнитного поля с частотой в несколько мегагерц [94, 95]. Весьма перспективной в этом направлении представляется резонансная нейтронная рефлектометрия, наглядная демонстрация этого утверждения представлена в работе [96], в которой убедительно показано, что этот метод открывает новые возможности в исследованиях *in situ* влияния допирования водородом тонкопленочных структур на электрон-

ные свойства сильнокоррелированных систем. В резонансной структуре возможности измерения скорости процессов сокращаются более чем на порядок по сравнению с обычной рефлектометрией. В [96] использовался метод резонансного усиления незеркального отражения с переворотом спина нейтронов на тонком магнитном слое кобальта, изложенный в этом обзоре (см. п. 9.1). Представляется перспективным дополнить регистрацию деполяризации пучка регистрацией вторичного излучения [97].

10.2. Неупругое рассеяние при скользящем падении. Неупругое рассеяние нейтронов давно зарекомендовало себя одним из самых эффективных методов изучения коллективных возбуждений в объемном конденсированном веществе (см., например, [22]), чего нельзя сказать о низкоразмерных системах. Были отдельные попытки использовать трехосные спектрометры для изучения многослойных структур. Например, эксперименты с периодическими структурами, построенными из липидных бислоев [98], показали, в принципе, возможность получения данных о динамике биологических мембран, что имеет большое значение для понимания функционирования таких систем. Однако из-за низкой интенсивности и низкого разрешения при скользящем падении использование обычной техники не представляется перспективным.

В настоящее время нет нейтронных рефлектометров с возможностью измерения неупругого рассеяния при скользящем падении. Работы в этом направлении начинались в ОИЯИ на реакторе ИБР-2 на рефлектометре поляризованных нейтронов РЕФЛЕКС-П [99, 100], но дальнейшего развития они не получили из-за недостаточной интенсивности нейтронных потоков. Мода неупругого рассеяния предусмотрена в проектируемом рефлектометре M-STAR для второй мишени на ускорительном источнике нейтронов SNS в Ок-Ридже (США) [34]. С учетом больших возможностей этого самого мощного в настоящее время источника нейтронов можно надеяться на успех. Похожий проект рефлектометра поляризованных нейтронов подготовлен для проекта нового пульсирующего реактора «Нептун» [101], который должен заменить реактор ИБР-2М и который должен иметь интенсивность на порядок большую, чем на ИБР-2М.

Для увеличения вероятности неупругого магнитного рассеяния весьма перспективным будет использовать резонансное усиление нейтронного волнового поля в плоских многослойных структурах. Оценка сечений рассеяния нейтронов на спиновых волнах в тонкой трехслойной ферромагнитной структуре показывает [102], что волновая функция нейтронов в ферромагнитном слое испытывает более чем десятикратное резонансное усиление.

10.3. Фундаментальные вопросы нейтронной оптики. Методы резонансной нейтронной рефлектометрии позволяют поставить вопрос об экспериментальном наблюдении весьма тонких эффектов, связанных с фундаментальными вопросами квантовой механики, которые наглядно проявляются в теории рассеяния нейтронов при скользящем падении [40]. Например, вопрос о времени отражения и связанным с ним смещени-

ем Гуса–Хенхен излучения вдоль поверхности при полном отражении — небольшим смещением точки выхода излучения после отражения от поверхности относительно точки входа [103]. Дело в том, что стационарная квантовая механика дает рецепт нахождения вероятностей перехода из одного состояния в другое, но не дает описания, как это происходит. Предполагается, что процесс происходит мгновенно. В реальности имеется некоторое время задержки. Эти вопросы, в том числе возможность усиления эффекта в резонансных структурах, обсуждались в недавнем обзоре [104]. Очевидно, что представляют интерес более детальные экспериментальные исследования.

Еще одна задача для резонансной рефлектометрии — детальное изучение когерентных свойств нейтронов. Вопрос с давней, но не законченной историей. Для рефлектометрии он имеет особое значение (см. п. 2.4 и цитированную там литературу). В п. 2.4 мы длины когерентности по трем пространственным осям связали с точностью измерения проекций вектора рассеяния. Однако представляет интерес независимое определение этой фундаментальной величины. Дело в том, что для плоской волны, общепринятого приближения в стационарной потенциальной теории рассеяния, длина когерентности бесконечна, что не имеет физического смысла. Для волнового пакета длина рассеяния — это длина пакета, что ранее было поставлено под сомнение [105]. Рефлектометрическое изучение когерентных свойств нейтронов [51] однозначного ответа не дало. Использование резонансных структур позволило бы существенно усилить эффекты и улучшить разрешение. В разд. 8 было продемонстрировано резонансное усиление расщепления пучка поляризованных нейтронов. В расщепленном пучке мы имеем когерентную суперпозицию двух состояний с различными скоростями по величине и по направлению. По мере расхождения компонент расщепленного пучка будет происходить потеря когерентности. Изучая это расхождение, можно было бы определить длину когерентности (размер) нейтрона.

Автор выражает глубокую благодарность всем коллегам по совместной работе, особенно ближайшим соратникам В. К. Игнатовичу, Д. А. Корнееву и Ю. В. Никитенко, а также нашим молодым коллегам В. В. Жакетову, С. В. Кожевникову и Ю. Н. Хайдукову. Отдельно хотел бы поблагодарить Х. Лаутера, В. Лаутер и Б. П. Топерверга за многолетнее сотрудничество и многочисленные обсуждения общих вопросов теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
2. Мессиа А. Квантовая механика. М.: Наука, Т. 1, 1978; Т. 2, 1979.
3. Jin Wang et al. // Science 256 775 (1992).
4. Feng Y. P. et al. // Phys. Rev. Lett. 71 537 (1993).
5. Feng Y. P. et al. // Phys. Rev. B 49 10814 (1994).
6. Zhang H. et al. // Phys. Rev. Lett. 79 3044 (1994).

7. *Aksenov V.L. et al.* // Physica B 276–278, 946 (2000); JINR Commun. E3-98-383. Dubna: JINR, 1998.
8. *Жакетов В.В. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. № 6. С. 20.
9. *Aksenov V.L. et al.* // Physica B 276–278 809 (2000).
10. *Жакетов В.В. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2021. № 6. С. 10.
11. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu. V.* // Physica B 267–268 313 (1999).
12. *Аксенов В.Л. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2000. № 8. С. 10.
13. *Аксенов В.Л., Игнатович В.К., Никитенко Ю.В.* // Кристаллография. 2006. Т. 51. С. 23.
14. *Никитенко Ю.В. и др.* // Кристаллография. 2015. Т. 60. С. 518.
15. *Аксенов В.Л., Жакетов В.В., Никитенко Ю.В.* // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54. С. 898.
16. *Fermi E., Zinn W.* // Phys. Rev. 70 103 (1946).
17. *Fermi E., Marshall L.* // Phys. Rev. 71 666 (1947).
18. *Аксенов В.Л.* // УФН. 2009. Т. 179. С. 434.
19. *Felcher G.P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 52 1539 (1984).
20. *Гапонов С.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 277.
21. *Korneev D.A. et al.* // Surface X-Ray and Neutron Scattering / Eds. H. Zabel, I. K. Robinson. Netherlands: Springer, 1992.
22. *Аксенов В.Л., Балагуров А.М.* Основы нейтронографии. 2-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2025.
23. *Felcher G.P. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 58 609 (1987).
24. *Majkrzak C.F.* // Physica B 173 75 (1991).
25. *Felcher G.P.* // Physica B 192 137 (1992).
26. *Аксенов В.Л.* // Природа. 2008. № 9. С. 50.
27. *Никитенко Ю.В., Сыромятников В.Г.* Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013.
28. *Toperverg B.P., Zabel H.* Neutron Scattering in Nanomagnetism // Experimental Methods in the Physical Sciences 48 340 (2015).
29. *Gorkov D., Toperverg B.P., Zabel H.* // Nanomaterials 10 851 (2020).
30. *Сердюк И., Заккаи Н., Заккаи Дж.* Методы в молекулярной биофизике: структура, функция, динамика: учебное пособие: в 2 т. М.: КДУ, 2009.
31. *Toyoko Imae et al.* (Eds.) Neutrons in Soft Matter (New Jersey: John Wiley & Sons, 2011).
32. *Lauter V. et al.* Reflectivity, Off-Specular Scattering, and GI-SAS Neutrons In: Reference Module in Material Science and Materials Engineering (Oxford: Elsevier, 2016, p. 1–27).
33. *Rennie A.R.* <http://www.reflectometry.net> (2020).
34. *Lauter V. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 93 103913 (2022).
35. *Боднарчук В.И. и др.* // Кристаллография. 2022. Т. 67. С. 57.
36. *Корнеев Д.А. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р4-2002-181. Дубна: ОИЯИ, 2002.
37. *Аксенов В.Л. и др.* Сообщ. ОИЯИ Д13-2004-47. Дубна: ОИЯИ, 2004.
38. *Авдеев М.В. и др.* // Кристаллография. 2017. Т. 62. С. 1014.
39. *Sears V.F.* Neutron Optics. An Introduction to the Theory of Neutron Optical Phenomena and Their Application (NY – Oxford: Oxford Univ. Press, 1989).

40. *Игнатович В. К.* Нейтронная оптика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
41. *Majkrzak Ch. F. et al.* // J. Appl. Phys. 110 102212 (2011).
42. *Majkrzak C. F. et al.* // Phys. Rev. A 89 033851 (2014).
43. *Berk N. F.* // Phys. Rev. A 89 033852 (2014).
44. *Zabel H., Theis-Brohl K., Toperverg B. P.* Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / Eds. H. Kronmuller and S. Parkin. Vol. 3, p. 1–71 (John Wiley and Sons, 2007).
45. *Majkrzak C. F., Berk N. F.* // Phys. Rev. B 52 10827 (1995).
46. *Majkrzak C. F., Berk N. F.* // Phys. Rev. B 58 15416 (1998).
47. *Kirby B. J. et al.* // Current Opinion in Colloid/Interface Science 17 44 (2012).
48. *Никова Е. С. и др.* // ФММ. 2019. Т. 120. С. 91.
49. *Никова Е. С. и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2021. № 9. С. 9.
50. *Ахманов С. А., Никитин С. Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ; Наука, 2004.
51. *Korneev D. A. et al.* // Physica B 276–278 973 (2000).
52. *Toperverg B. P.* // Physics of Metals and Metallography 116 1337 (2015).
53. *Ньютон Р.* Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969.
54. *Parratt L. G.* // Phys. Rev. 95 359 (1954).
55. *Игнатович В. К.* // УФН. 1986. Т. 150. С. 145.
56. *Ignatovich V. K.* // Am. J. Phys. 57 873 (1989).
57. *Toperverg B. P.* // Matter and Materials 12 249 (Julich: FZ-Julich, 2002).
58. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
59. *Blundell S. J., Bland J. A. C.* // Phys. Rev. B 46 3391 (1992).
60. *Radu F., Ignatovich V. K.* // Physica B 267–268 175 (1999).
61. *Ruhm A., Toperverg B., Dosch H.* // Phys. Rev. B 60 16073 (1999).
62. *Radu F., Ignatovich V. K.* // Physica B 292 160 (2000).
63. *Игнатович В. К.* // ТМФ. 1991. Т. 88. С. 477.
64. *Саламатов Ю. А., Кравцов Е. А.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2021. № 5. С. 3.
65. *Игнатович В. К.* Сообщ. ОИЯИ Р4-10778. Дубна: ОИЯИ, 1977.
66. *Игнатович В. К.* Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
67. *Ignatovich V. K., Ignatovich F. V., Andersen D. R.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 3(100) (2000).
68. *Ахиезер А., Померанчук И.* // ЖЭТФ. 1948. Т. 18.
69. *Огороков А. И.* Препринт ПИЯФ НИЦ КИ № 2989. Гатчина: ПИЯФ НИЦ КИ, 2016.
70. *Williams W. G.* Polarized Neutrons. Oxford: Clarendon Press, 1988.
71. *Игнатович В. К.* // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 311.
72. *Felcher G. P. et al.* // Nature. 377 409 (1995).
73. *Корнеев Д. А., Боднарчук В. И., Игнатович В. К.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63.
74. *Aksenov V. L. et al.* // Physica B 234–236 513 (1997).
75. *Aksenov V. L., Kozhevnikov S. V., Nikitenko Yu. V.* // Physica B 276–278 956 (2000).
76. *Кожевников С. В., Игнатович В. К., Радуга Ф.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2018. № 2. С. 12.

77. Кожевников С. В., Отт Ф., Радю Ф. // ЭЧАЯ. 2018. Т. 49. С. 582.
78. Buzdin A. I. // Rev. Mod. Phys. 77 935 (2005).
79. Krivoruchko V. N., Koshina E. A. // Phys. Rev. B 66 014521 (2002).
80. Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B. // Phys. Rev. B 69 174504 (2004).
81. Anderson P. W., Suhl H. // Phys. Rev. 116 898 (1959).
82. Буздин А. И., Булаевский Л. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94.
83. Bergeret F. S., Efetov K. B., Larkin A. I. // Phys. Rev. B 62 11872 (2000).
84. Muhge T. et al. // Physica C 296 325 (1998).
85. Garifulin I. A. et al. // Appl. Magn. Reson. 22 439 (2002).
86. Mironov S., Mel'nikov A. S., Buzdin A. // Appl. Phys. Lett. 113 022601 (2018).
87. Aksenov V. L. et al. // Physica B 356 9 (2005).
88. Hopper J. et al. // Nature Materials 8 243 (2009).
89. Aksenov V. L., Khaidukov Yu. N., Nikitenko Yu. V. // J. Phys. Conf. Series 211 012022 (2010).
90. Khaidukov Yu. N. et al. // J. Supercond. Novel Magnetic Magn. 24 961 (2011).
91. Хайдуков Ю. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 116.
92. Никитенко Ю. В., Жакетов В. В. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53. С. 1339.
93. Жакетов В. В. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 565.
94. Klimko S. et al. // Sci. Instrum. 81 103303 (2010).
95. Zhernenkov K. et al. // Phys. Rev. B 88 020401(R) (2013).
96. Guasco L. et al. // Nature Communication 13 1486 (2022).
97. Хайдуков Ю. Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 21. С. 1061.
98. Rheinstadler M. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 93 108107 (2004).
99. Korneev D. A. et al. // Physica B 276–278 314 (2000).
100. Боднарчук В. И., Ярадайкин С. П. // Кристаллография. 2007. Т. 52, № 3. С. 573.
101. Aksenov V. L. et al. // Natural Sci. Rev. 2026 (in press); препринт ОИЯИ РЗ-2026-2. Дубна: ОИЯИ, 2026.
102. Боднарчук И. А., Боднарчук В. И., Ярадайкин С. П. // ФТТ. 2014. Т. 56, № 1. С. 138.
103. Goos F., Lindberg-Henchen H. // Ann. Physik 436 333 (1947).
104. Бушуев В. А., Франк А. И. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1049.
105. Александров Ю. А. Фундаментальные свойства нейтрона. М: Энергоатомиздат, 1992.

Получено 12 февраля 2026 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 6.04.2026.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 3,25. Уч.-изд. л. 4,0. Тираж 105 экз. Заказ № 61290.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru
publish.jinr.ru