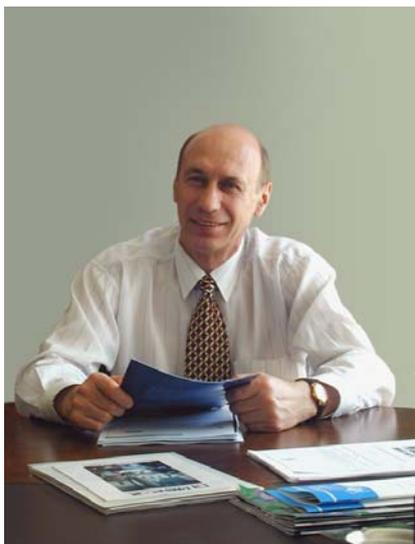


НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ АСПЕКТЫ ОПТИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

В.Л.Аксенов



Виктор Лазаревич Аксенов, доктор физико-математических наук, профессор, научный руководитель Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка Объединенного института ядерных исследований (Дубна). Область научных интересов – исследования конденсированных сред с помощью нейтронов. Лауреат Государственной премии РФ (2000).

В 1972 г. журнал «Природа» опубликовал статью И.М.Франка «Некоторые новые аспекты нейтронной оптики» [1], в которой он рассмотрел аналогии и различия между оптическими свойствами света и нейтронов на примере двух принципиального характера экспериментов, выполненных на первом в мире пульсирующем реакторе ИБР, сооруженном в 1960 г. в Дубне в Лаборатории нейтронной физики (ныне ЛНФ им. И.М.Франка) Объединенного института ядерных исследований. Это – реализация в 1963 г. дифракционных экспериментов по времени пролета и открытие в 1968 г. возможности удержания в замкнутом пространстве нейтронов очень низких энергий – ультрахолодных нейтронов (см. также [2]). Оба эти направления получили интенсивное развитие в последующие годы в значительной мере благодаря работам, выполненным в основанной И.М.Франком лаборатории.

И.М.Франк глубоко понимал и чувствовал оптику и поэтому естественно, что после отмеченных выше экспериментов, особенно с ультрахолодными нейтронами, он обратился к оптическим аналогиям и в дальнейшем уделял этим вопросам большое внимание. В частности, его привлекала задача оптического описания поведения нейтронов

при скользящем падении на поверхность плотных веществ. Этот раздел нейтронной оптики начал бурно развиваться с середины 1980-х годов после появления высокопоточных импульсных источников нейтронов, среди которых был и пульсирующий реактор ИБР-2 в Дубне, принятый в эксплуатацию в 1984 г. [3]. Реактор ИБР-2 создавался под руководством Д.И.Блохинцева и И.М.Франка, а после кончины Д.И.Блохинцева в 1979 г. И.М.Франк стал его научным руководителем.

На новых высокопоточных источниках использование метода времени пролета перешло на качественно новый уровень. Так, дифрактометрия по времени пролета фактически пережила свое второе рождение и превратилась в мощный метод структурной нейтронографии [4]. Получила развитие и техника отражения нейтронов при скользящем падении. В настоящее время этот метод, получивший название нейтронной рефлектометрии, сформировался как мощный метод диагностики и исследований наноструктурных материалов. Выяснилось, что он тоже имеет свои преимущества во времяпролетной постановке эксперимента. Особый интерес представляет при этом использование поляризованных нейтронов.

Лаборатория нейтронной физики была среди пионеров создания нового научного направления – оптики поляризованных нейтронов при скользящем угле падения и все вопросы, связанные с его становлением обсуждались с И.М.Франком. Именно этому разделу нейтронной оптики посвящена данная статья.



И.М.Франк во время работ на реакторе ИБР (ОИЯИ, Дубна)

РАСЩЕПЛЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С МАГНИТНЫМИ СРЕДАМИ

Часто, когда говорят об оптике, то имеют в виду оптику частиц света – фотонов. Однако распространение любых частиц подчиняется законам оптики – либо волновой, либо геометрической. Это относится, конечно, и к нейтронам. При этом именно в нейтронной оптике имеется больше всего аналогий со световой оптикой [1, 2]. Причем эти аналогии наблюдаются в различных диапазонах энергий (или длин волн). Так, для ультрахолодных нейтронов, энергия которых меньше 10^{-7} эВ (длина волны больше 100

нм) оптика аналогична оптике видимого света. Для тепловых нейтронов, средняя энергия которых около 10^{-2} эВ (длина волны около 0.2 нм) оптика очень близка к оптике рентгеновских лучей с энергией квантов около 7 кэВ.

Нас в дальнейшем будут интересовать тепловые и холодные нейтроны¹, оптика которых аналогична оптике рентгеновских лучей. При этом не надо забывать, что природа этих двух излучений различна, поэтому имеются существенные отличия. Отметим два из них. Во-первых, масса покоя нейтрона в отличие от фотона не равна нулю. В результате в нейтронной оптике и спектроскопии реализуется метод времени пролета, у которого нет аналога в световой оптике и спектроскопии². Суть этого метода состоит в том, что фиксируется время вылета нейтрона из источника и время его прилета в детектор. Зная расстояние от источника до детектора и время пролета нейтроном этого расстояния можно определить его скорость v , а, следовательно, энергию и длину волны согласно соотношению де Бройля: $\lambda = h/mv$.

Второе важное отличие, придающее своеобразие нейтронной оптике, связано с наличием у нейтрона спина и связанного с ним магнитного момента. В результате нейтрон испытывает в веществе помимо ядерного еще и магнитное взаимодействие, что позволяет изучать взаимное расположение и ориентацию магнитных моментов атомов, а также их динамику. Для изучения магнитных свойств вещества весьма эффективными оказываются поляризованные нейтроны³. Свойство поляризации нейтронов только внешне аналогично понятию поляризации в оптике света. Поляризации света соответствует определенный тип колебаний электрического и магнитного векторов в электромагнитных волнах. Строгое

¹ В исследовательских ядерных реакторах и источниках нейтронов на базе ускорителей основную долю излучаемых нейтронов составляют тепловые нейтроны, то есть нейтроны, замедленные до состояния теплового равновесия с веществом замедлителя при комнатной температуре. Распределение по скоростям тепловых нейтронов близко к максвелловскому. Нейтроны из этого спектра со скоростями в несколько раз меньше максвелловской называются холодными (их длина волны около 0.4 нм). В последние годы в связи с возросшим интересом к биологическим объектам и наноструктурным материалам все большее распространение получают так называемые холодные замедлители, с помощью которых замедляют нейтроны до меньших энергий так, чтобы получить интервал длин волн от 0.4 до 2 или даже 3 нм.

² Метод времени пролета в нейтронной оптике и спектроскопии является альтернативой методу фиксированной длины волны, когда аналогично рентгеновской оптике из спектра источника нейтронов с помощью монохроматора выделяют заданную длину волны (или заданную скорость), а измеряют угол рассеяния. Для структурных исследований с помощью нейтронов метод времени пролета имеет целый ряд преимуществ (см., например, [4]).

³ Идеи использовать поляризованные нейтроны для исследования вещества возникли сразу же после демонстрации дифракции нейтронных волн. В 1936 г. Ф.Блох (F.Bloch) теоретически показал, что эффективное сечение рассеяния нейтронов в намагниченном железе должно быть разным для двух возможных ориентаций спина нейтрона по отношению к магнитному полю, в результате чего нейтронный пучок после прохождения через намагниченное железо будет содержать преимущественно нейтроны, ориентированные в определенном направлении. В конце 1940-х – начале 1950-х г.г. Д.Юз (D.Huges) с соавторами провел серию основополагающих экспериментов по оптике поляризованных нейтронов. Многие пионерские работы по технике поляризованных нейтронов и использованию поляризованных нейтронов в экспериментах по деполяризации и по рассеянию в конденсированных средах были выполнены в Петербургском институте ядерной физики РАН, что отражено частично в [5].

определение поляризации нейтронов является сложной квантово-механической задачей, однако, для практических применений оказывается вполне адекватным простое определение, используемое в эксперименте: пучок нейтронов называют поляризованным, если в нем число нейтронов с одной проекцией спина заметно превышает число нейтронов с другой проекцией. Спин нейтрона равен $\frac{1}{2}$, а его проекция на любое направление равна $\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$. В исходном, неполяризованном пучке нейтронов обе проекции равновероятны.

В оптике тепловых и холодных нейтронов возможно два подхода: корпускулярный на основе уравнения Шредингера с некоторым средним потенциалом, действующим на нейтроны в среде, и волновой с показателем преломления, как это делается в оптике. Обычно используют первый подход, хотя в определенной степени второй подход является более наглядным, поскольку понятие показателя преломления применимо к любым волнам де Бройля [1]. Природа показателя преломления нейтронных и световых волн одна и та же. Падающая волна вызывает при рассеянии в среде вторичные волны, когерентное сложение которых и дает преломленную и отраженную волны. Отличие состоит в взаимодействии со средой: свет рассеивается электронными оболочками атомов, а нейтроны – ядрами. В магнитной среде нейтроны, кроме того, взаимодействуют и с магнитными моментами атомов. В этом случае коэффициент преломления нейтронной волны будет состоять соответственно из двух слагаемых

$$n_{\pm} = n_0 \mp \mu_n B / E_n ,$$

где n_0 – показатель преломления за счет взаимодействия нейтронов с ядрами, μ_n и E_n – магнитный момент и энергия нейтрона, B – магнитная индукция в среде, знак «+» или «-» определяется направлением спина нейтрона, по полю или против поля соответственно.

В результате пучок нейтронов в магнитной среде расщепится на два, т. е. произойдет двойное лучепреломление. Однако в отличие от световой оптики каждый из этих пучков будет состоять из нейтронов определенной поляризации⁴. Если уменьшать угол между осью падающего пучка и поверхностью среды, то при некотором значении угла падения θ_0 для одного из лучей наступит полное внутреннее (внешнее) отражение. На этом явлении основано получение пучков поляризованных нейтронов с помощью так называемых поляризующих зеркал [5]. Значения критического угла θ_0 малы (меньше 1°), поэтому падение называют скольльзящим.

⁴ Этот эффект используется для изучения доменной структуры магнитных кристаллов. Впервые он был применен для этих целей в 1972 г. С.Ш.Шильштейном, В.А.Соменковым и М.Калановым из РНЦ «Курчатовский институт».

До сих пор мы рассматривали простой случай, когда пучок нейтронов падает из вакуума на поверхность однородно намагниченной среды. В более сложном и более интересном для теории и практических приложений случае неоднородно намагниченных сред появляются новые эффекты в распространении нейтронных волн. Так, когда направление внешнего магнитного поля и индукция в среде не параллельны или когда нейтроны распространяются сквозь среды с неколлинеарными магнитными индукциями, то происходит расщепление как неполяризованных, так и поляризованных пучков нейтронов. В отличие от магнитно-коллинеарной среды, когда направление внешнего магнитного поля и индукции в среде параллельны, в данном случае при отражении и преломлении существует вероятность спиновых переходов с изменением знака проекции спина на направление магнитного поля. При этом изменяется потенциальная энергия нейтронов в магнитном поле. Поскольку полная энергия нейтронов сохраняется, то это приводит к изменению компоненты скорости, перпендикулярной границе раздела сред. В результате над поверхностью раздела и в магнитной среде возникают дополнительные пучки нейтронов, испытавших различные спиновые переходы.

Эффект пространственного расщепления пучка поляризованных нейтронов при взаимодействии с неколлинеарной средой был предсказан В.К.Игнатовичем в 1978 г., когда он изучал теоретически причины деполяризации ультрахолодных нейтронов при их преломлении и отражении на поверхности магнитных пленок.

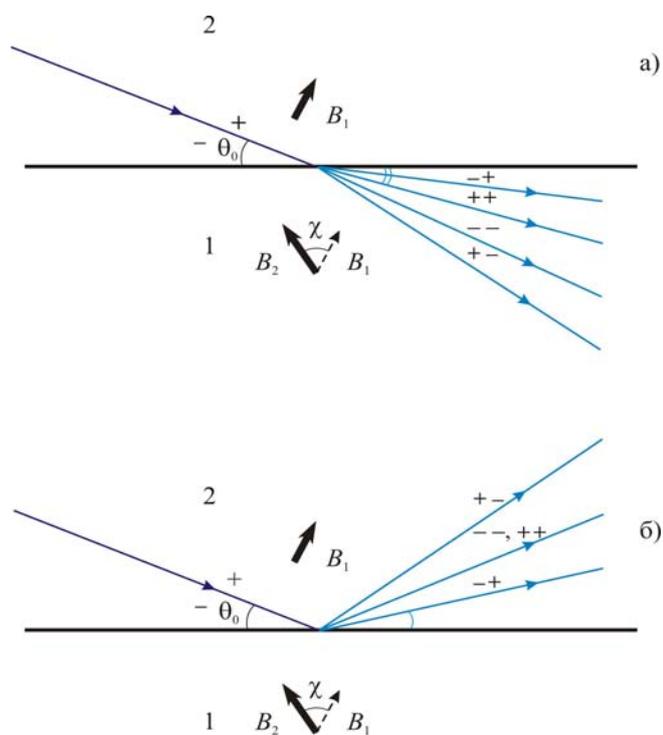


Рис. 1. Преломление (рис. 1а) и отражение (рис. 1б) нейтронного пучка на границе раздела двух магнитных сред с неколлинеарными магнитными индукциями. При преломлении (рис. 1а) нейтроны из области 1 проходят в область 2 через границу раздела под малым углом скольжения θ_0 . В среде 1 нейтроны имеют потенциальную энергию в магнитном поле $\pm \mu_n \vec{B}_1 / E_n$ в зависимости от направления спина нейтрона: вдоль направления магнитной индукции \vec{B}_1 (знак «+») или против (знак «-»). В среде 2 нейтроны также имеют два направления спина нейтрона. Нейтроны с проекцией спина вдоль (против) \vec{B}_1 на границе раздела могут перейти с некоторой вероятностью в состояние с проекцией спина вдоль (против) или против (вдоль) \vec{B}_2 . Таким образом, на границе раздела магнитно-неколлинеарных сред существуют четыре спиновых перехода: ++, +-, -+, --. Первый знак отвечает проекции спина на направление магнитной индукции в среде 1, а второй знак – проекции спина на направление магнитной индукции в среде 2. Вероятности спиновых переходов $W^{+-}, W^{-+} \sim \sin^2 \chi$, где χ – угол между векторами магнитной индукции в соседних областях. Все преломленные на границе раздела пучки нейтронов являются полностью поляризованными⁵.

При отражении нейтронов (рис. 1б) на границе раздела магнитно-неколлинеарных сред происходит расщепление неполяризованного пучка на три: пучки нейтронов, соответствующих спиновым переходам «+ +» и «- -» испытывают зеркальное отражение, пучки нейтронов, соответствующие переходам «+ -» и «- +» испытывают незеркальное отражение.

Использование реактора ИБР-2 позволило провести систематическое экспериментальное исследование процессов расщепления нейтронных пучков различными магнитными структурами и при различных значениях и направлениях внешнего магнитного поля [6]. Поскольку эксперименты проводились методом времени пролета, то углы скольжения преломленных и отраженных пучков нейтронов при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля были получены в зависимости от длины волны нейтронов, что практически недостижимо при использовании метода фиксированного значения длины волны нейтрона на источниках с непрерывным потоком.

Эффекты пространственного расщепления пучка нейтронов в магнитно-неколлинеарных средах не только показывают новые свойства нейтронных волн, но и

⁵ В магнитно-коллинеарных средах пучки, соответствующие спиновым переходам «+ -» и «- +» исчезают. Остаются только пучки нейтронов, соответствующие переходам «+ +» и «- -». В этом случае, а также на границе раздела немагнитной и магнитной сред, происходит двулучепреломление неполяризованного пучка нейтронов. При этом преломленные пучки являются полностью поляризованными. Если преломление происходит на границе раздела немагнитных сред, то наблюдается только один преломленный пучок, который остается неполяризованным, как и начальный пучок.

могут быть использованы для решения научных и методических задач. Так, было показано, что появляется возможность разделять спиновые состояния нейтронов во внешнем и внутреннем магнитных полях. Это позволяет исследовать сложные магнитные структуры в тонких пленках и слоистых системах.

Весьма интересным и многообещающим оказалось применение эффекта пространственного расщепления пучка поляризованных нейтронов для наблюдения стоячих нейтронных волн в слоистой структуре.

НЕЙТРОННЫЕ СТОЯЧИЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

При дифракции на периодических структурах рентгеновских лучей или нейтронов в результате интерференции волновых полей, падающих и рассеянных частиц возникает поле стоячих волн (СВ). В идеальных кристаллах плоскости равной интенсивности в волновом поле расположены параллельно плоскостям дифракционных отражений и существуют как в объеме, так и над поверхностью, что позволяет с большой точностью определять положения примесных атомов как внутри кристаллов, так и в адсорбированных на поверхности слоях. Период стоячей волны близок к периоду кристаллической решетки и лежит в интервале 0.1–1 нм. Больших периодов, порядка десятков нанометров, можно достичь, используя для генерации стоячих волн многослойные синтетические наноструктуры с заданным периодом [7].

Поле СВ возникает и над отражающими зеркально поверхностями при полном внешнем отражении. В этом случае период СВ $D \sim \lambda/\theta$, где θ – угол скольжения пучка частиц, что позволяет менять величину D от десятков нм вблизи критического угла отражения до сотен нм при малых углах и открывает новые возможности для исследования длиннопериодических структур, в частности, биологических объектов.

Интенсивность нейтронных стоячих волн (НСВ) до недавнего времени оставалась низкой, что сдерживало их практическое применение⁶. Ситуация изменилась в начале 1990-х годов, когда было показано, что амплитуда СВ в тонких пленках в условиях полного внешнего отражения может быть резонансно усилена как для рентгеновских лучей, так и для нейтронов [8]. Было показано, что фактор усиления НСВ может при определенных условиях достигать значений нескольких сотен. При этом использовался традиционный способ регистрации НСВ, основанный на регистрации гамма-излучения (вторичное излучение), которое возникает в результате внутриядерных процессов после

⁶ После первого наблюдения нейтронных стоячих волн в 1956 г. было выполнено несколько интересных работ, в том числе группой В.А.Соменкова и С.Ш.Шильштейна в РИЦ «Курчатовский институт», которые демонстрировали принципиальные возможности их наблюдения в кристаллах.

захвата нейтрона. Образец готовится таким образом, чтобы подлежащий изучению слой содержал атомные ядра, для которых сечение реакции (n, γ) велико. Например, в полимерную пленку вводился слой, содержащий гадолиний.

В ЛНФ им. И.М.Франка в середине 1990-х – начале 2000-х годов были проведены систематические теоретические и экспериментальные исследования формирования НСВ в слоистых структурах и использования их для изучения наноструктур [9].

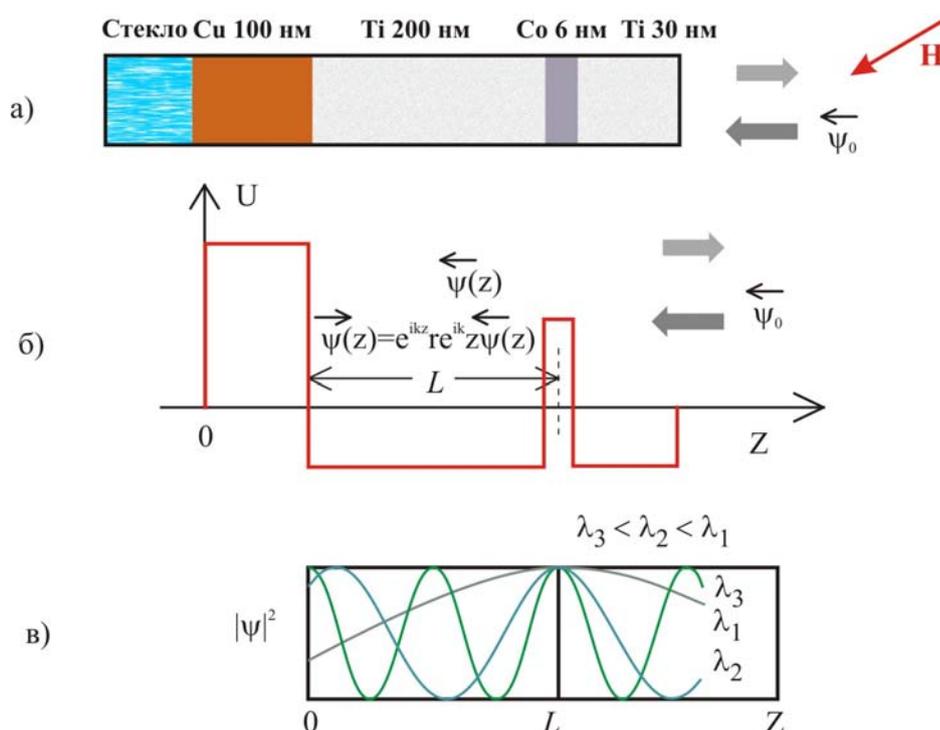


Рис. 2. Схема образования нейтронных стоячих волн. а) Слоистая структура стекло/Cu(100нм)/Ti(200нм)/Co(6нм)/Ti(30нм). Размер пленки $50 \times 100 \times 5$ мм³. К пленке приложено магнитное поле H под углом 80° к поверхности. б) Оптический потенциал структуры, состоящий из трех областей: область Ti(30нм), область Ti(200нм) + Co(6нм) и область Cu(100нм). Нейтронная волна падает на поверхность Ti(30нм) и отражается от слоя Cu(100нм). Падающая и отраженная волны образуют в слое Ti(200нм) + Co(6нм) стоячую волну. в) Плотность волновой функции нейтрона $|\Psi|^2 = 1 + r^2 + 2r \cos(2kz - \varphi(\lambda))$, период зависит от длины волны нейтронов.

В слое Co нейтроны испытывают спиновые переходы «+ →» и «- →». Когда пучность стоячей волны в пространстве попадает на слой Co, для длин волн, соответствующих этой стоячей волне, наблюдаются максимумы в коэффициентах отражения R^{+-} и R^{-+} .

В большом поле H происходит пространственное расщепление пучка, что и позволяет провести регистрацию СВ. Так, в эксперименте при $\theta_0 = 2.41$ мрад и $H = 6.75$ кЭ при расстоянии от образца до детектора 8 м на коэффициентах отражения видны два максимума по длине волны при 2.6 ± 1.1 Å и 4.3 ± 1.1 Å.

В общем виде задачу можно сформулировать следующим образом. При формировании СВ у волновой функции нейтрона появляются фиксированные в пространстве максимумы и минимумы т. е. формируется определенная структура волновой функции. Необходимо эту структуру рассчитать и с помощью тех или иных зондов выявить.

Расчетная часть задачи является типичной для нейтронной оптики, когда исследуются отражение и пропускание плоских многослойных зеркал и волновая функция внутри зеркала. Плоское зеркало представляется некоторым потенциалом и рассеяние нейтрона на нем находится путем решения стационарного одномерного уравнения Шредингера с заданными падающей плоской волной и потенциалом зеркала – оптическим потенциалом [9].

Наиболее ярко формирование структуры волновых функций проявляется в резонансных системах, в которых в результате многократного отражения возникает резонансное увеличение амплитуды волновой функции в выделенном слое.

Для иллюстрации рассмотрим оптический потенциал когерентного взаимодействия нейтрона в системе в зависимости от координаты z , имеющий три области: в первой области u_1 происходит преобразование нейтронной волны с изменением амплитуды и фазы, во второй области u_2 – сдвиг фазы нейтронной волны и в третьей u_3 – отражение нейтронной волны. Для расчета структуры волновой функции решается стационарное одномерное уравнение Шредингера с заданными плоской падающей волной и оптическим потенциалом. Такой потенциал можно представить в виде

$$u(z) = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ u_1 & 0 \leq z < d_1 \\ u_2 & d_1 \leq z < d_1 + d_2 \\ u_3 & z \geq d_1 + d_2 \end{cases} .$$

Оптический потенциал, или потенциал рассеяния, в уравнении Шредингера

$$\frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} + [k_z^2 - u(z)] \Psi(z) = 0$$

в общем случае комплексный, действительная часть которого равна $4\pi N \sum b_i$, где N – число рассеивателей (атомов или молекул), b_i – когерентная длина рассеяния. В уравнении $k_z = 2\pi \sin \theta / \lambda$ – нормальная компонента волнового вектора нейтрона с длиной волны λ , θ – угол падения пучка нейтронов (входящей плоской волны) на поверхность u_1 . Волновая функция $\Psi(z)$ в слое 2 имеет вид

$$\Psi(z) = t_2 \exp(ik_2 z) + r_2 \exp(-ik_2 z) ,$$

где t_2 и r_2 – коэффициенты прохождения и отражения от нижней границы слоя 2, $k_2 = \sqrt{k_z^2 - u_2}$ – нормальная компонента волнового вектора нейтрона в слое 2.

В отсутствии резонансного усиления максимальные значения t_2 и r_2 удовлетворяют условию $|t_2| + |r_2| = 1$, что соответствует максимальной амплитуде стоячей волны $|\Psi(z)|_{\max}^2 = 4$. Однако возможно резонансное усиление, так как r_2 может существенно быть больше единицы. Действительно, в пределе очень большой толщины d_1 верхнего слоя и при условии, что толщина второго слоя d_2 равна целому числу периодов стоячей волны D для r_2 можно получить аналитическое решение [8]:

$$|r_2| = \frac{1 - u_2/u_1}{1 - u_2/k_z^2} \exp\left(2\sqrt{u_1^2 - k_z^2} d_1\right) .$$

Как видно, r_2 может увеличиваться бесконечно при увеличении d_1 . Рассмотренная модель сильно упрощена и демонстрирует только качественную картину. В реальных системах величина $|\Psi|_{\max}^2$, конечно, ограничена, однако, как показывают расчеты [8] коэффициент усиления может быть сотни и даже тысячи, что делает метод нейтронных СВ весьма перспективным для прецизионных исследований слоистых систем.

Для зондирования структуры волновой функции в наших работах были развиты различные методы [9]. Было показано, что кроме γ -излучения можно использовать для регистрации НСВ и другие вторичные излучения в реакциях с нейтронами, например, излучение протонов и α -частиц. Было также установлено, что при полном отражении поляризованных тепловых нейтронов образуется НСВ в заданном спиновом состоянии (с проекцией спина вдоль или против магнитного поля), регистрация которой может быть осуществлена с помощью детектирования нейтронов, изменивших спиновое состояние (переориентированных нейтронов). При этом регистрацию испытавших переворот спина нейтронов можно проводить непосредственно путем измерения поляризации отраженного пучка, а при достаточно больших внешних магнитных полях – измерением углового распределения нейтронов, т. е. с использованием эффекта расщепления пучка в магнитном поле.

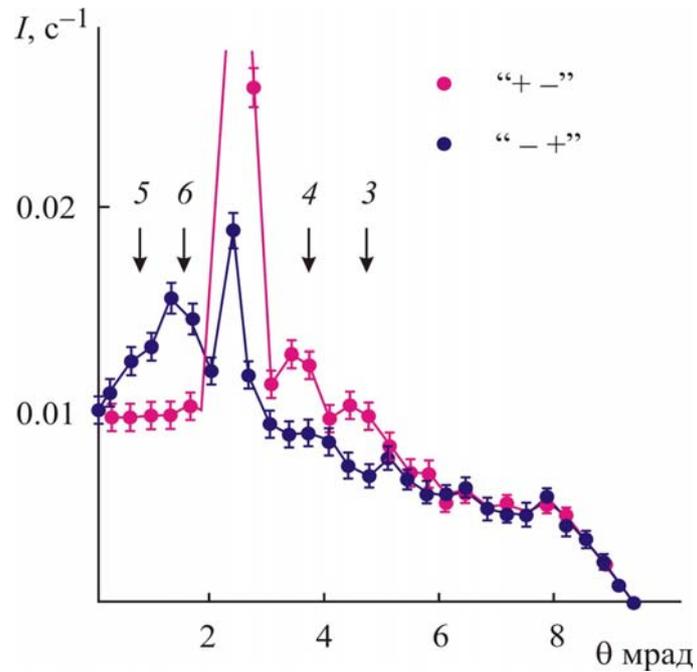


Рис. 3. Использование эффекта расщепления пучка нейтронов в магнитно-неколлинеарных средах для регистрации НСВ в области расположения магнитного слоя, намагниченность которого расположена под заданным углом к внешнему магнитному полю. В эксперименте измеряются интенсивности когерентных незеркально отраженных, переориентированных в магнитном поле нейтронов, которые из-за реализации режима СВ являются периодическими функциями угла скольжения. Для слоистой структуры стекло/Cu(100нм)/Ti(200нм)/Co(6нм)/Ti(30нм) на фоне большого пика зеркально отраженных и не испытавших спинового перехода нейтронов видны пики переориентированных нейтронов, соответствующие максимумам СВ в магнитном слое Co. Цифрами на рисунке показаны порядки интерференции нейтронных волн в начальных спиновых состояниях «+» или «-». Эффект расщепления проявляется также в том, что коэффициент отражения R^{+-} для угла скольжения θ , большего зеркального угла скольжения $\theta_0 = 2.5$ мрад, и наоборот $R^{+-} < R^{-+}$ для $\theta < \theta_0$.

Дальнейшее развитие метода нейтронных СВ связано с развитием технологии изготовления совершенных наноструктур. Использование поляризованных нейтронов позволяет уже сейчас определять положение магнитного слоя толщиной 1 нм и намагниченностью 20 Э с точностью до 1 нм. Расчеты показывают, что конструирование соответствующих резонансных наноструктур позволит увеличить точность до 0.1 нм.

НЕЙТРОННАЯ НАНОДИАГНОСТИКА ПОВЕРХНОСТЕЙ И ТОНКИХ ПЛЕНОК

В этом разделе мы обсудим практическое применение оптики отражения нейтронов при скользящем падении. Соответствующий метод называют нейтронной рефлектометрией. Нейтронная рефлектометрия является идеальным методом для исследования и диагностики наноструктурных материалов, в частности слоистых систем и систем со структурированными поверхностями. Слабое взаимодействие с веществом делает этот метод неразрушающим с большой глубиной проникновения в образец. В случае объектов, содержащих водород, для нейтронов имеется прекрасный способ контрастирования с помощью изотопного замещения на дейтерий. Наконец, новые методы исследования, основанные на использовании магнитного момента нейтрона, открывают новые возможности изучения магнитных и немагнитных наносистем.

Явление зеркального отражения нейтронов от вещества было открыто Э.Ферми и В.Зинном в 1946 г., однако, нейтронная рефлектометрия как экспериментальный метод исследования тонких пленок, поверхностей твердых и жидких тел, а также поверхностей раздела получила активное развитие, только начиная с середины 80-х годов прошлого столетия после появления высокопоточных импульсных источников нейтронов. До этого эффект полного внутреннего отражения использовался для транспортировки нейтронных пучков с помощью так называемых нейтронных волноводов [5]. В последнее время в технике изготовления нейтронных волноводов, как обычных, так и поляризирующих, был достигнут большой прогресс. Кроме того, в технике нейтронного эксперимента большое распространение получили различные элементы, использующие оптические свойства нейтронных пучков. По той причине часто под термином «нейтронная оптика» понимают технику нейтронного эксперимента.

В последнее десятилетие помимо техники зеркального отражения, которая дает информацию о структуре по глубине образца (скажем, по оси z), успешное развитие получила техника незеркального (диффузного) рассеяния, которая дает информацию об изменениях структуры в плоскости образца по одной из координат (скажем, по оси x). Наконец, в последние годы начала развиваться техника малоуглового рассеяния вблизи угла скольжения (GISANS), которая дает информацию об изменениях структуры в плоскости образца по другой координате, по координате y . Таким образом, появляется возможность полного исследования структуры низкоразмерных систем на наноуровне. Типичные примеры наносистем, исследованных с помощью нейтронной рефлектометрии, включают в себя магнитные многослойные пленки, полосчатые (stripe) структуры,

квантовые точки, нанопроволоки в пористом кремнии, полимеры с включениями магнитных наночастиц, мультислойные везикулы, магнитные жидкости.



Рефлектометр РЕМУР на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна)

Схема рефлектометрического эксперимента в принципе проста. На поверхность образца под малым углом скольжения θ_i падает пучок нейтронов с волновым вектором k_i . При зеркальном отражении, когда угол отраженного пучка $\theta_f = \theta_i$, переданный импульс q перпендикулярен подложке. При незеркальном отражении, $\theta_f > \theta_i$, появляется переданный импульс q_0 и параллельная подложке составляющая импульса q_x , которая несет информацию об искажениях поверхности в этом направлении, например, о шероховатостях или о внедренных в среду наночастицах. Во время пролетной постановки эксперимента интенсивность зеркального отражения на детекторе регистрируется в фиксированной точке (угле отражения) и меняется в зависимости от длины волны нейтрона. Интенсивность незеркального рассеяния высвечивается в точках выше или ниже линии зеркального отражения в виде крыльев Брэгговского ($k_i + k_f = 2nq = \text{const}$) или Йонеда (k_i или $k_f = k_c$) рассеяния.

Преимущество времяпролетной постановки эксперимента состоит в том, что прямой пучок не приближается к линии интенсивности зеркального отражения, как это происходит в случае рефлектометров с постоянной длиной волны, когда необходимо

вращать образец. В результате при времяпролетной методике интенсивность фона при критическом угле при больших длинах волн в области рассеяния Йонедэ оказывается очень низкой по сравнению с методом постоянной длины волны, в котором переменной является угол θ_i .

В рефлектометрическом эксперименте зеркальное рассеяние от идеальной плоской многослойной структуры, т. е. без шероховатостей на поверхности и на межслойных границах, дает значение толщины пленки D , которое определяется по положениям осцилляций коэффициента отражения R в точках обратного пространства $q = \frac{2\pi n}{D}$. В случае многослойной системы положения брэгговских пиков $q = \frac{2\pi n}{d}$ дают значения толщины слоев d . Интенсивность брэгговских пиков возрастает при увеличении контраста рассеяния нейтронов между слоями. Незеркальное рассеяние возникает, когда на границах между слоями и на поверхности имеются шероховатости. Источником незеркального рассеяния могут служить и магнитные неоднородности.

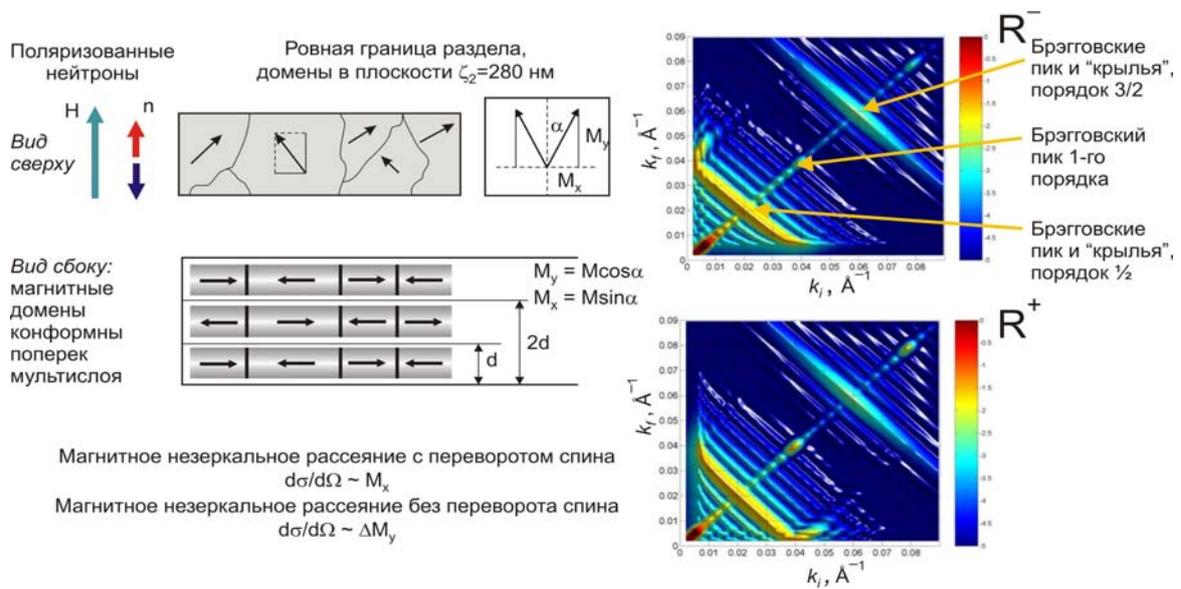


Рис. 4. Модельные расчеты интенсивностей рассеяния от антиферромагнитно упорядоченной многослойной структуры $[\text{Fe}(7\text{нм})\text{Cr}(1\text{нм})]_{12}/\text{Al}_2\text{O}_3$ с магнитными доменами с средним размером 280 нм и гладкими межслойными границами. Антиферромагнитное упорядочение, перпендикулярное поверхности, имеет удвоенный период $2d$, поэтому в картине рассеяния появляются полуцелые брэгговские магнитные пики. Предполагается, что антиферромагнитный порядок в доменной структуре устроен в виде регулярных стопок. При рассеянии поляризованных нейтронов брэгговские крылья деформированы, в

частности, если они входят в область рассеяния Йонеды вблизи осей координат. Интенсивность уменьшается (исчезает) при $k_f < k_c$ для отражения с поляризацией против поля R^- и, наоборот, для отражения с поляризацией по полю R^+ интенсивность при $k_f > k_c$ возрастает (становится заметной). Это различие в поведении обусловлено тем, что поляризованные нейтроны имеют разные критические углы, ниже которых интенсивность исчезает, в зависимости от соотношения направления поляризации нейтронов и внешнего магнитного поля H . В незеркальном магнитном рассеянии из-за рассеяния при перевороте спина возникают эффекты асимметрии.

Интенсивность незеркального рассеяния зависит не только от силы рассеяния на неоднородностях в слоях, но также и от амплитуды нейтронного волнового поля внутри многослойной системы, вызванной многократными отражениями и переходами нейтронов через межслойные границы. Эти процессы резонансного усиления учитываются в Борновском приближении искаженных волн. В однослойных тонких пленках, в частности в случае жидкостей, этих эффектов нет и, соответственно, не возникает высокоинтенсивных брэгговских крыльев.

В качестве примера рассмотрим нейтронную нанодиагностику магнитной многослойной наноструктуры Fe/Cr [10], в которой было обнаружено в 1988 г. гигантское магнетосопротивление и за исследование которого А.Феру (A.Fert) и П.Грюнбергу (P.Grünberg) в 2007 г. была присуждена Нобелевская премия по физике [11].

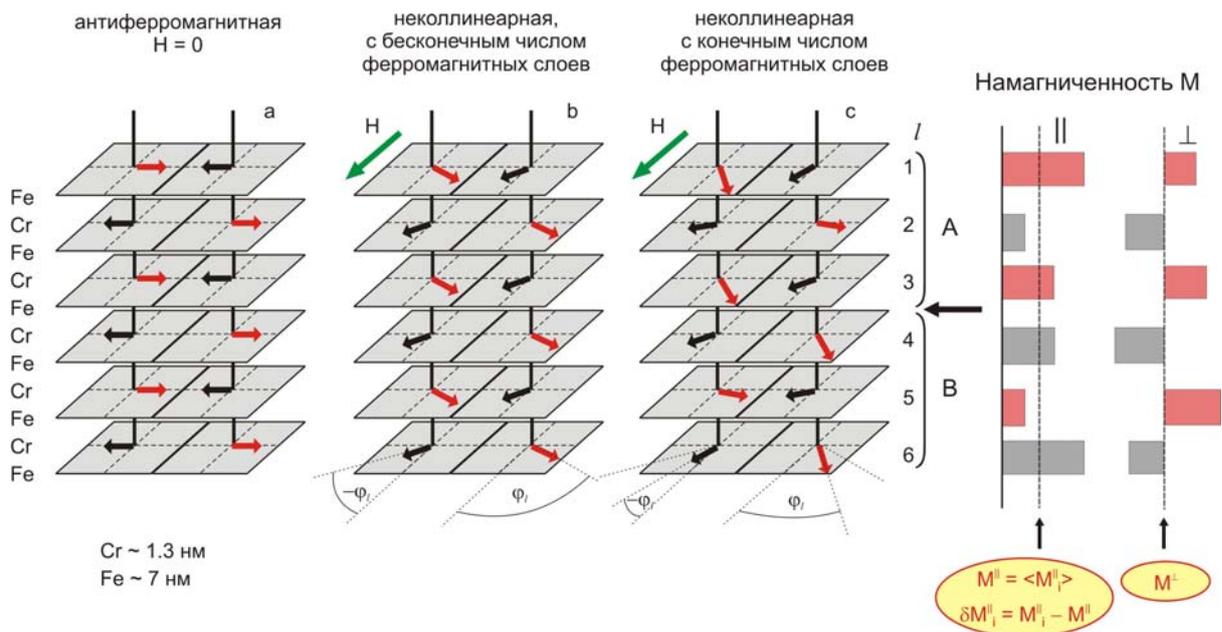


Рис. 5. Конфигурация намагниченности в обменно-спаренных многослойных системах, состоящих из ферромагнитных слоев Fe и немагнитных слоев Cr (на рисунке не показаны).

В зависимости от величины внешнего магнитного поля H и числа слоев возможны три типа структуры: (а) при $H = 0$ антиферромагнитная конфигурация, (б) при $H \neq 0$ в плоскости легкой оси неколлинеарная антиферромагнитная конфигурация с углом скашивания $\varphi_l = -\varphi_l$ (l – номер слоя), (с) при $H \neq 0$ в плоскости легкой оси и при конечном четном числе слоев скрученная неколлинеарная антиферромагнитная конфигурация с $\varphi_l = -\varphi_l$ и $\varphi_l > -\varphi^{l-1}$. Скобками А и В показаны две поперечные антифазные части домена, который развивается в плоскости.

В системе Fe/Cr в случае бесконечного числа слоев без внешнего магнитного поля намагниченность ферромагнитных слоев железа (Fe), разделенных тонкими слоями хрома (Cr), устроена идеальным антиферромагнитным образом в направлении, перпендикулярном поверхности. Кроме этого, в плоскостях образуются идеальные антиферромагнитные домены. Внешнее магнитное поле приводит к повороту вектора намагниченности в направлении поля. Поэтому кроме зеркального отражения можно ожидать незеркальное рассеяние. Ситуация становится еще сложнее, если число слоев конечно. В этом случае граничные слои Fe имеют только одного соседа, так что обменное взаимодействие сокращается, тогда как Зеемановское взаимодействие, определяемое полем H , остается прежним. В результате каждый слой Fe будет иметь различные направления намагниченности. Это имеет важные последствия как на зеркальное отражение, так и на незеркальное рассеяние, поскольку компонента M_y , параллельная H , входит в зеркальное отражение, а M_x , перпендикулярная H , входит в незеркальное рассеяние. Следствием того, что M_x входит в незеркальное рассеяние является то, что незеркальное рассеяние показывает рассеяние, обусловленное переворотом спина. Условием этого эффекта является то, что длина когерентности нейтронной волны в плоскости больше размера доменов в плоскости.

По сравнению с описанной выше картой интенсивностей рассеяния в данном случае появляется следующее изменение: антиферромагнитный брэгговский пик в положении $\frac{1}{2}$ расщепляется на два в направлении $k_i + k_f = q_z$ из-за сбоя в расположении стопок, вызванного профилем намагниченности. Двойной пик служит подтверждением того, что число слоев Fe четное. Эта фрустрация в середине пленки устраняется, если число слоев будет нечетное.

Итак, в результате проведенного анализа поведение намагниченности внутри магнитной тонкой пленки может быть описано с полной послойной детализацией.

* * *

Оптика поляризованных нейтронов при скользящем угле падения находится в стадии развития. В связи с активными исследованиями в настоящее время в области нанотехнологий можно ожидать создания новых интересных систем, в которых наверняка будут обнаружены новые проявления волновых свойств нейтрона. В то же время использование волновых свойств поляризованных нейтронов позволило создать мощный метод исследования вещества на наноуровне и этот метод начинает успешно применяться как метод нанодиагностики и как метод исследования физики и химии наносистем.

В заключение автор выражает благодарность А.И.Франку за стимулирующие обсуждения данной статьи.

Литература

1. И.М.Франк // Природа, 1972, № 9, с. 24-31.
2. И.М.Франк // Вестник АН СССР, 1971, № 12, с. 13-27.
3. В.Л.Аксенов // Природа, 1996, № 9, с. 3-17.
4. В.Л.Аксенов, А.М.Балагуров // УФН, 1996, т. 166, № 9, с. 955-985.
5. С.В.Малеев, А.И.Окороков // Природа, 1986, № 10, с. 46-56.
6. V.L.Aksenov, Yu.V.Nikitenko, S.V.Kozhevnikov // Physica B, 2001, v. 297, p. 94-100.
7. М.В.Ковальчук, С.И.Желудева, В.Л.Носик // Природа, 1997, № 2, с. 54.
8. Huai Zhang, P.D.Gallagher, S.K.Satija, R.M.Lindstrom, R.L.Paul, T.P.Russel, P.Lambooy, E.Kramer // Phys. Rev. Lett. 1994, v. 72, p. 3044-3047.
9. В.Л.Аксенов, В.К.Игнатович, Ю.В.Никитенко // Кристаллография, 2006, т. 51, с. 23-43.
10. V.Lauter-Pasyuk, H.Lauter, B.Toperverg, L.Romashev, V.Ustinov, V.Aksenov // JMMM, 2003, v. 258, p.382-386.
11. Природа, 2008, № 1.