ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:539.171.4

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ МЕТОДА ОПОРНОГО СЛОЯ В РЕЗОНАНСНОЙ НЕЙТРОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

© 2019 г. Е. С. Никова<sup>*a*, *b*, \*, Ю. А. Саламатов<sup>*a*</sup>, Е. А. Кравцов<sup>*a*, *b*</sup>, М. В. Макарова<sup>*a*, *b*</sup>, В. В. Проглядо<sup>*a*</sup>, В. В. Устинов<sup>*a*, *b*</sup>, В. И. Боднарчук<sup>*c*</sup>, А. В. Нагорный<sup>*c*, *d*</sup></sup>

<sup>а</sup> Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990 Россия <sup>b</sup>Уральский Федеральный Университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия <sup>c</sup>Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри 6, Дубна, 141980 Россия <sup>d</sup>Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, ул. Владимирская 64/13, Киев, 01601 Украина \*e-mail: e.nikova@mail.ru Поступила в редакцию 27.03.2019 г. После доработки 02.04.2019 г.

Представлены первые результаты по использованию резонансного рассеяния нейтронов на атомах Gd для экспериментального определения фазы коэффициента отражения в нейтронной рефлектометрии. На поверхность исследуемых образцов был нанесен опорный слой Gd, для которого длина рассеяния медленных нейтронов существенно зависит от энергии. Измерив коэффициент зеркального отражения нейтронов для трех разных длин волн для каждого значения переданного импульса, мы смогли решить фазовую проблему нейтронной рефлектометрии и определить модуль и фазу комплексного коэффициента отражения для неизвестной части структуры образца.

*Ключевые слова:* нейтронная рефлектометрия, многослойные наноструктуры, нейтронные резонансы, опорный слой, фазовая проблема

DOI: 10.1134/S0015323019090109

## введение

Происходящий в современном мире переход к цифровым технологиям сопровождается бурным развитием нано- и микроэлектроники, связанным с получением и использованием новых наноразмерных материалов. Для обеспечения развития новых научных и технологических направлений критически важным является развитие новых методов нанодиагностики, позволяющих определять атомную и магнитную структуру новых наноматериалов. Рассеяние медленных нейтронов и, в частности, нейтронная рефлектометрия, является одним из наиболее мощных методов исследования планарных наноструктур, поверхностей и межслойных границ. Метод основан на анализе зеркального отражения медленных нейтронов, падающих при малых углах скольжения к поверхности образца, и позволяет получить информацию о зависимости нейтронно-оптического потенциала от глубины. При работе с поляризованными нейтронами можно также определить зависимость от глубины магнитных моментов.

В рентгеновской рефлектометрии активно применяется резонансное (аномальное) рассеяние вблизи краев поглощения содержащихся в наноструктуре элементов. Напротив, в нейтронной рефлектометрии традиционно не используются резонансные эффекты. Это связано с тем, что для большинства изотопов длины рассеяния медленных нейтронов практически не зависят от их энергии. Тем не менее тот факт, что для ряда изотопов, например, <sup>113</sup>Cd, <sup>157</sup>Gd, <sup>149</sup>Sm, и др. наблюдаются резонансные эффекты в рассеянии и поглощении тепловых нейтронов, известен много десятилетий. В ранних работах по нейтронной дифрактометрии были предложены и в ряде случаев экспериментально реализованы способы использования таких резонансных эффектов [1-3]. Было отмечено, что использование сильного поглошения на резонансных атомах позволяет определять амплитуду и фазу для брегговских рефлексов отражения нейтронов от монокристаллов. Метод использовали для определения кристаллической структуры ряда монокристаллов, содержащих атомы Cd и Gd, но большого распространения он не

получил ввиду ограниченности применения. Наличие резонансных эффектов в рефлектометрии учитывается при работе с соответствующими изотопами, но из предложений по использованию можно отметить только анализ вторичного излучения [4]. Использование резонансного рассеяния медленных нейтронов на ядрах таких изотопов позволит значительно расширить возможности нейтронной рефлектометрии И будет способствовать решению ряда задач, неразрешимых в рамках традиционной нерезонансной рефлектометрии. В настоящей работе мы демонстрируем, что использование резонансных эффектов позволяет решить фазовую проблему нейтронной рефлектометрии.

С другой стороны, в нейтронной рефлектометрии активно развиваются методы определения фазы отраженного излучения с использованием метода опорного слоя [5-12]. Идея метода заключается в использовании опорного магнитного слоя, расположенного между немагнитной слоистой структурой и подложкой. Измеряя коэффициент отражения поляризованных нейтронов при трех различных значениях намагниченности опорного слоя, можно восстановить амплитуду и фазу волны, отраженной от неизвестной структуры. Далее, используя известный аппарат обратной теории рассеяния, можно определить однозначно рассеивающий потенциал неизвестной структуры. Метод был успешно апробирован для исследования слоистых наноструктур, предлагаются и его модификации, когда вместо магнитного слоя используется поглощающий водород слой, в котором можно варьировать концентрацию водорода [8].

Нами было предложено вместо опорного магнитного слоя использовать слой гадолиния и проводить измерения при различных энергиях нейтронов [13, 14]. Природный Gd содержит 14.8% изотопа <sup>155</sup>Gd и 15.65% изотопа <sup>157</sup>Gd, для которых наблюдаются резонансные эффекты в рассеянии и поглощении тепловых нейтронов, что и обеспечивает сильную зависимость длины рассеяния Gd от длины волны нейтронов в диапазоне тепловых энергий [15]. Это дает возможность провести серию из трех экспериментов с различной длиной рассеяния гадолиния в опорном слое и, обработав эти данные, определить комплексный коэффициент отражения исследуемой системы. На численных экспериментах нами было показано, что метод успешно работает, причем можно использовать разработанный ранее математический аппарат (после введения поправок на поглощение в слое гадолиния).

В настоящей работе мы излагаем теоретическое описание предложенного нами метода и представляем результаты экспериментального определения модуля и фазы комплексного коэффициента зеркального отражения нейтронов от двух модельных систем, на которые был нанесен опорный слой Gd известной толщины.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Зеркальное отражение и прохождение нейтронов в планарных наноструктурах описывается одномерным уравнением Шредингера

$$\frac{d^2\Psi}{dz^2} + \left(\frac{Q^2}{4} - \frac{2m}{\hbar^2}V\right)\Psi = 0, \tag{1}$$

где введен вектор рассеяния  $Q = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$ , зависящий от длины волны нейтронов  $\lambda$  и угла скольжения  $\theta$ ; V – зависящий от координаты z рассеивающий потенциал. Если все магнитные моменты в наноструктуре упорядочены коллинеарно (далее мы будем рассматривать только такой случай), уравнение (1) разбивается на независимые уравнения для двух компонент спинорной волновой функции. Тогда рассеивающий потенциал можно представить в виде

$$\frac{2m}{\hbar^2}V(z) = 4\pi N(z)(b(z) \pm p(z)).$$
 (2)

Он зависит от атомной плотности N, средней длины когерентного ядерного рассеяния b и средней длины магнитного рассеяния p.

Далее будем полагать, что рассматриваемую планарную наноструктуру можно разбить на отдельные слои конечной толщины, в которых рассеивающий потенциал можно считать постоянным. Тогда решение уравнения Шредингера в вакууме, из которого нейтронный пучок падает на образец  $\psi = e^{iQz/2} + re^{-iQz/2}$ , в последнем слое (подложке)  $\psi = te^{iQ_sz/2}$ . В слое *n*, лежащем в интервале [ $z_n$ ,  $z_{n+1}$ ], решение может быть записано в виде

$$\Psi_n = \alpha_n e^{iq_n z/2} + \beta_n e^{-iq_n z/2}, \qquad (3)$$

где 
$$q_n = \sqrt{Q^2 - 16\pi N_n (b_n \pm p_n)}.$$
 (4)

Последовательно используя условие непрерывности волновой функции и ее производной на межслойных границах, можно получить следующую связь коэффициентов отражения *r* и прохождения *t* наноструктуры [16, 17]:

$$\begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}.$$
 (5)

Полная оптическая матрица *М* представляет собой произведение оптических матриц для каждого слоя в образце

$$M = M_{N+1}M_N \dots M_n \dots M_2 M_1. \tag{6}$$

Оптическая матрица для *i*-го слоя толщиной *d<sub>i</sub>* имеет вид

$$M_{i} = \frac{1 + q_{i}/q_{i-1}}{2} \begin{pmatrix} e^{iq_{i}d_{i}/2} & -r_{i}e^{-iq_{i}d_{i}/2} \\ -r_{i}e^{iq_{i}d_{i}/2} & e^{-iq_{i}d_{i}/2} \end{pmatrix},$$
 (7)

где введен коэффициент отражения Френеля от границы между i-ым и (i + 1)-ым слоями

$$r_i = \frac{q_i - q_{i+1}}{q_i + q_{i+1}}.$$
(8)

Полные коэффициенты прохождения *t* и отражения *r* равны

$$r = -\frac{m_{21}}{m_{22}}, \quad t = m_{11} - \frac{m_{12}m_{21}}{m_{22}}.$$
 (9)

Пусть образец состоит из двух частей, отражающие свойства которых описываются матрицами G и H. Причем, на слое G с неизвестной структурой расположен известный опорный слой H. Данную систему можно рассматривать как двухслойную, и полная оптическая матрица M = GH. Коэффициенты прохождения t и отражения r такого образца определяются соотношением

$$\begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} = GH \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix}.$$
 (10)

В этом случае коэффициент отражения  $r_g$  неизвестной части образца представляет собой точку комплексной плоскости, лежащую на окружности радиуса  $\rho$  с центром  $\gamma$  [10]:

$$\gamma = \frac{Rh_{22}h_{12}^* - h_{21}h_{11}^*}{Rh_{12}h_{12}^* - h_{11}h_{11}^*};$$
(11)

$$\rho = \sqrt{R} \frac{|h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}|}{Rh_{12}h_{12}^* - h_{11}h_{11}^*}.$$
 (12)

В данном случае  $h_{ij}$  — элементы матрицы H, R — амплитуда коэффициента отражения полной системы.

Как уже отмечали выше, длины рассеяния натурального Gd существенно зависят от энергии нейтронов. На рис. 1 приведены экспериментально определенные [18] зависимости комплексной длины рассеяния Gd b = b' - ib''. Если известный опорный слой содержит Gd, а неизвестная часть образца его не содержит, то можно выбрать такие энергии нейтронов, для которых оптическая матрица опорного слоя будет существенно различной.

Если провести три измерения интенсивности отражения  $r_i$  при трех различных длинах рассеяния гадолиния (т.е. трех различных длинах волн на стационарном рефлектометре или трех углах падения на времяпролетном), то комплексная амплитуда отражения  $r_g$  от неизвестной структуры может быть однозначно определена из этих



**Рис. 1.** Действительная *b*' и мнимая *b*" части когерентной длины рассеяния нейтронов в Gd.

трех кривых как точка пересечения трех соответствующих окружностей

$$r_{g} = \frac{A_{1}(\gamma_{2} - \gamma_{3}) + A_{2}(\gamma_{3} - \gamma_{1}) + A_{3}(\gamma_{1} - \gamma_{2})}{\gamma_{1}^{*}(\gamma_{2} - \gamma_{3}) + \gamma_{2}^{*}(\gamma_{3} - \gamma_{1}) + \gamma_{3}^{*}(\gamma_{1} - \gamma_{2})}.$$
 (13)

Коэффициенты А; связаны с центром ү и ра-

диусом  $\rho$  соотношением  $A_i = \gamma_i \gamma_i^* - \rho_i^2$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы для исследования были выращены методом высоковакуумного магнетронного распыления на монокристаллических подложках (001)Si. Рост проводился при комнатной температуре на установке "ULVAC" (ИФМ УрО РАН). Были исследованы два образца:

2 — трехслойная пленка Si//Cr(287 Å)/Fe(299 Å)/Cr(186 Å)/Gd(50 Å)/V(50 Å).

Здесь указаны толщины слоев, определенные методом рентгеновской рефлектометрии. В качестве опорного слоя использована двуслойная структура Gd(50 Å)/V(50 Å). Ванадий необходим для защиты структуры от окисления. Кроме того, его нейтронная длина рассеяния мало отличается от нуля, что удобно для расчетов.

Для прецизионного определения толщин слоев в исследуемых системах были проведены рентгеновские рефлектометрические измерения на лабораторном дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2 в Со  $K\alpha$ -излучении с длиной волны 1.79 Å в геометрии параллельного пучка. Обработку рефлектограмм проводили с помощью коммерческой программы PANalytical X'Pert Reflectivity. На рис. 2 представлены эксперимен-



Рис. 2. Рентгеновские рефлектометрические кривые (символы) и результаты их обработки (сплошные линии) для систем: Si//Ti(558Å) и Si//Cr(287 Å)/ Fe(299 Å)/Cr(186 Å).

тальные рефлектометрические кривые (символы) и результаты их обработки (сплошные линии). Для удобства представления кривые сдвинуты друг относительно друга по оси ординат. В приведенных выше структурных формулах образцов указаны реальные толщины слоев, полученные из обработки рефлектометрических кривых. Результаты рентгеновской рефлектометрии показывают, что образец имеет хорошо определенную слоистую структуру со сравнительно резкими межслойными границами со среднеквадратичной шероховатостью  $\sigma \approx 5$  Å. Следует отметить, что на поверхности образца образуется слой оксида ванадия толщиной 16 Å, предотвращающий окисление пленки по всей ее толщине. Это обстоятельство учитывали при анализе данных по нейтронной



**Рис. 3.** Рефлектометрические кривые для Si//Ti(558 Å)/Gd(50 Å)/V(50 Å).

рефлектометрии соответствующим изменением характеристик опорного слоя.

Спектры отражения нейтронов были измерены на времяпролетном рефлектометре REFLEX импульсного реактора ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) Доступный диапазон длин волн нейтронов составляет от 1 до 12 Å. Использовали пучок неполяризованных нейтронов, магнитное поле не прикладывали. Образец, содержащий слой Fe, перед началом измерений был размагничен. что позволяет предполагать отсутствие суммарного магнитного момента в ферромагнитном слое. Регистрацию рассеянных нейтронов проводили с помошью двумерного детектора He<sup>3</sup> с чувствительной площадью 200 × 200 мм<sup>2</sup> с пространственным разрешением 1.5 мм. Измерения проводили в диапазоне векторов рассеяния от 0.001 до 0.045 Å<sup>-1</sup>. Время экспозиции составляло 125 мин для каждого из измерений – прямого пучка, отраженного пучка и фонового излучения. Для каждого образца были измерены рефлектометрические спектры при трех различных углах скольжения.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлены нейтронные рефлектометрические спектры для образна Si//Ti(558 Å)/Gd(50 Å)/V(50 Å), измеренные при различных углах скольжения: 4.2; 5.5; 8.72 мрад в диапазоне по *Q* от 0.015 до 0.045 Å<sup>-1</sup>. Выбор углов продиктован необходимостью использовать диапазон длин волн нейтронов, в котором наблюдаются максимальные отличия в рефлектометрических спектрах, исходя из результатов численного моделирования [14]. Ha рис. 4 представлены экспериментальные рефлектометрические кривые для трехслойной системы



**Рис. 4.** Рефлектометрические спектры от образца Si//Cr(287 Å)/Fe(299 Å)/Cr(186 Å))/Gd(50 Å)/V(50 Å).

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ том 120 № 9 2019

# Si//Cr(287 Å)/Fe(299 Å)/Cr(186 Å)/Gd(50 Å)/V(50 Å), измеренные при трех различных углах скольжения.

Используя уточненные характеристики рассеяния Gd (см. рис. 1) и структурные параметры, определенные с помощью рентгеновской рефлектометрии, была рассчитана оптическая матрица для опорного слоя Gd/V. Далее, используя формулы (11)–(14), были рассчитаны модуль и фаза комплексного коэффициента отражения для исследуемой части образца Si//Ti(558 Å) и Si//Cr(287 Å)/Fe(299 Å)/Cr(186 Å). Результаты обработки рефлектометрических измерений представлены на рис. 5 и 6 вместе с теоретическими кривыми. Модели для теоретических расчетов были построены на основе параметров, полученных с помощью рентгеновской рефлектометрии.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравнительный анализ теоретических расчетов и экспериментальных результатов определения молуля и фазы комплексного коэффициента отражения методом опорного слоя Gd показывает их хорошее качественное согласие. Хуже всего согласуется участок малых векторов рассеяния (менее 0.02 Å<sup>-1</sup>), соответствующий большим длинам волн нейтронов, что объясняется слабой энергетической зависимостью длины рассеяния Gd в этом интервале. Для корректного определения коэффициента отражения в данном интервале необходимо проводить дополнительные измерения при меньших углах скольжения. Исходя из этого, можно рекомендовать разбивать исследуемый интервал векторов рассеяния на несколько сегментов, для каждого из которых подбирать набор из трех углов скольжения таким образом, чтобы были задействованы длины волн нейтронов, обеспечиваюшие наибольший контраст в рассеиваюших свойствах Gd.

Количественные отличия теоретических и экспериментальных результатов можно объяснить неполным соответствием теоретической модели, построенной на основе номинальных параметров, реальной экспериментальной системе, в частности, влиянием латеральных шероховатостей. Кроме того, сказывается недостаточное экспериментальное разрешение нейтронного рефлектометрического эксперимента, обусловленное влиянием фона и светосилой рефлектометра. Результаты моделирования показали, что фаза коэффициента отражения наиболее чувствительна к параметрам модели, что и приводит к ее значительным изменениям даже при небольших отклонениях от номинальных значений. Именно это свойство обусловливает высокую диагностическую ценность фазы. Модуль коэффициента отражения менее чувствителен, но в данном эксперименте он рассматривается в очень узком диа-



Рис. 5. Модуль (а) и фаза (б) комплексного коэффициента отражения для системы Si//Ti(558 Å).



**Рис. 6.** Модуль (а) и фаза (б) комплексного коэффициента отражения для системы Si//Cr(287 Å)/ Fe(299 Å)/Cr(186 Å).

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ том 120 № 9 2019

пазоне вблизи области полного внешнего отражения, различия в которой всегда максимальны.

Отметим некоторые важные особенности, отличающие наш подход к восстановлению фазы от других известных методов. В отличие от методов, основанных на логарифмическом дисперсионном соотношении [19], наш метод является локальным по q — модуль и фаза коэффициента отражения рассчитываются для каждого значения вектора рассеяния независимо. Это дает возможность работать в достаточно узких диапазонах по q и позволяет избежать суммирования погрешностей всех экспериментальных точек при интегрировании.

Слой Gd при комнатной температуре является парамагнитным [20], что позволяет применять предложенный метод для исследования магнитных образцов. В частности, метод может быть полезен при изучении систем с неколлинеарным и некомпланарным распределениями магнитных моментов.

Представленный метод отличается от подхода, описанного в [5–9], тем, что применим к структурам, обладающим заметным поглощением нейтронов. Опорный слой наносится на исследуемый образец сверху, что позволяет получить сведения об интерфейсе подложка/пленка и использовать подложку для задания определенной кристаллографической структуры пленки. Это дает определенные преимущества по сравнению с методом, представленным в работах [10, 11], где опорный слой располагается между подложкой и исследуемой системой.

Качественный анализ полученных кривых позволяет сделать вывод, что в целом образцы соответствуют своим номинальным характеристикам, но имеются особенности, которые не учтены в модели. Эти особенности могут приводить к наблюдаемым различиям. Совместный количественный анализ экспериментальных данных о модуле и фазе может дать достаточно ценную информацию о потенциале рассеяния наноструктуры и его особенностях. Для этого можно использовать как традиционные методы с уточнением параметров модели, так и модельно-независимые подходы, например, решение уравнения Гельфанда-Левитана-Марченко [12]. В последнем случае можно восстановить полный профиль потенциала рассеяния нейтронов, как ядерного, так и магнитного.

Для количественного анализа представленных в статье данных недостаточен диапазон *q*, поэтому была проведена лишь оценка толщины слоев. Рассчитанные значения согласуются с результатами, полученными из рентгеновской рефлектометрии.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены первые экспериментальные результаты по апробации метода определения комплексного коэффициента отражения нейтронной рефлектометрии с использованием опорного слоя Gd. Показано, что предложенный подход позволяет восстановить модуль и фазу коэффициента отражения от неизвестной структуры, на которую нанесен опорный слой Gd. Полученные экспериментальные результаты находятся в достаточном качественном согласии с результатами теоретических расчетов, проведенных для модели с номинальными структурными параметрами.

Нами показано, что использование резонансного рассеяния медленных нейтронов на ядрах изотопов <sup>155</sup>Gd и <sup>157</sup>Gd позволяет значительно расширить возможности анализа рефлектометрических данных и в ряде случаев дает возможность решить фазовую проблему нейтронной рефлектометрии.

Рост образцов и рентгеноструктурные измерения были выполнены в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ по теме "Спин" АААА-А18-118020290104-2, при частичной поддержке РФФИ (проекты 18-32-00197 и 19-02-00674).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Brockhouse B.N.* Resonant scattering of slow neutrons // Canadian J. Phys. 1953. V. 31. P. 432.
- Peterson S.W., Smit H.G. Anomalous neutron diffraction in alpha Cadmium sulfide. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. P. 7.
- 3. *Smit H.G., Peterson S.W.* Anomalous dispersion of slow neutrons in crystals // J. Physique. 1964. V. 25. P. 615.
- Никитенко Ю.В., Петренко А.В., Гундорин Н.А, Гледенов Ю.М., Аксенов В.Л. Изотопно-идентифицирующая рефлектометрия нейтронов // Кристаллография. 2015. Т. 60. С. 518.
- Majkrzak C.F., Berk N.F. Exact determination of the phase in neutron reflectometry // Phys. Rev. B 1995. V. 52. P. 10827.
- Majkrzak C.F., Berk N.F. Exact determination of the phase in neutron reflectometry by variation of the surrounding media // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 15416.
- Majkrzak C.F., Berk N.F., Silin V., Meuse C.W. Experimental demonstration of phase determination in neutron reflectometry by variation of the surrounding media // Phys. B. 2000. V. 283. P. 248.
- Kirby B.J., Kienzle P.A., Maranville B.B., Berk N.F., Krycka J., Heinrich F., Majkrzak C.F. Phase-sensitive specular neutron reflectometry for imaging the nanometer scale composition depth profile of thin-film materials // Curr. Opin. colloid & interface Sci. 2012. V. 17. P. 44.
- 9. *Majkrzak C.F., Carpenter E., Heinrich F., Berk N.F.* When beauty is only skin deep; optimizing the sensitivity of specular neutron reflectivity for probing structure

beneath the surface of thin films // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 102212.

- De Haan V.O., van Well A.A., Sacks P.E., Adenwalla S., Felcher G.P. Toward the solution of the inverse problem in neutron reflectometry // Phys. B 1996. V. 221. P. 524.
- De Haan V.O., van Well A.A., Adenwalla S., Felcher G.P. Retrieval of phase information in neutron reflectometry // Phys. Rev. B. 1995. V. 52 (15). P. 10831.
- Lipperheide R., Reiss G., Leeb H., Fiedeldey H., Sofianos S.A. Solution of the inverse scattering problem in specular reflection // Phys. Rev. B. 1995. V. 51 (16). P. 11032.
- Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A. Use of gadolinium as a reference layer for neutron reflectometry // J. Surf. Investig. X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2016. V. 10 (6). P. 1169–1172.
- 14. Nikova E.S., Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A., Ustinov V.V. Determination of neutron scattering potential of the thin multilayered film with gadolinium reference layer // Superlat. Microstructures. 2017. № 109. P. 201.

- 15. *Lynn J.E., Seeger P.A.* Resonance effects in neutron scattering lengths of rare-earth nuclides. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1990. V. 44. Issue 2. P. 191.
- Lekner J. Theory of reflection. Springer Science + Business Media Dordrecht, 1987. C. 12.
- Abeles F. Recherches sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dans les milieux stratifies // Ann. Physique. Paris, 1950. № 5. P. 596.
- Nikova E.S., Salamatov Yu.A., Kravtsov E.A., Bodnarchuk V.I., Ustinov V.V. Experimental determination of gadolinium scattering characteristics in neutron reflectometry with reference layer // Physica B: Phys. of Cond. Mat. 2019. V. 552 C. P. 58–61.
- 19. *Klibanov M.V., Sacks P.E.* Phaseless inverse scattering and the phase problem in optics // J. Mathematical Physics. 1992. V. 33. № 11. P. 3813.
- 20. *Farle M*. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers // Rep. Prog. Phys. 1998. № 61. P. 755–826.