

ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ СЛОИСТОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО НАПРАВЛЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Ю. В. Никитенко ^{a, 1}, В. Д. Жакетов ^{a, б, в}, Д. А. Татарский ^{г, д},
А. А. Фраерман ^{г, д}

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

^б Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Москва, 119991, Россия

^в Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141701, Россия

^г Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

^д Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
Нижний Новгород, 603950, Россия

Приведены соотношения для амплитуд отражения и пропускания нейтронов от помещенной в магнитное поле слоистой структуры, при этом был использован расчетный прием, когда между областью магнитного поля и структурой вводится вакуумный промежуток. Выполнены расчеты коэффициентов отражения и пропускания и поляризации нейтронов при отражении от неколлинеарных и некомпланарных структур, помещенных в направленное перпендикулярно слоям структуры магнитное поле. Выполнено экспериментальное исследование отражения поляризованных нейтронов от магнитной слоистой структуры Al(10 нм)/Co(27,5 нм)/Al(140 нм)/Ni(27,5 нм)/Si, помещенной в перпендикулярно направленное слоям магнитное поле. Вывод сделан, что возникла поляризация нейтронов в перпендикулярном магнитным моментам слоев направлении за счет неравенства вероятностей процессов с переворотом спина для нейтронов со спином вдоль и против направления поля.

The relations for reflection and transmission amplitudes from layered structure placed in magnetic field are given. In this case a special calculation method has been used when a vacuum gap is introduced between the magnetic field region and the structure. Calculations have been carried out of neutron reflection coefficients and polarization for layered non-collinear and non-planar structures placed in a magnetic field directed perpendicular to layers. The experimental investigation of polarized neutron reflection from layered magnetic structure Al(10 nm)/Co(27.5 nm)/Al(140 nm)/Ni(27.5 nm)/Si which is placed in perpendicular directed magnetic field is executed. The conclusion is made that neutrons have been polarized in direction perpendicular to magnetic moments and it is connected with unequal probabilities of the spin flip processes for neutrons with the initial spin along and opposite to magnetic field direction.

PACS: 14.20.Dh

¹E-mail: nikiten@nf.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Теоретически рассеяние нейтронов рассматривалось в различного типа магнитных материалах: в объемных [1–3], магнитно-неколлинеарных и магнитно-некомпланарных слоистых структурах [4–10]. В [11–13] описаны экспериментальные нейтронные исследования магнитно-неколлинеарных и магнитно-некомпланарных структур. В [14] геликоидальную (неколлинеарную) слоистую структуру было предложено использовать в качестве поляризатора нейтронов. В [11] геликоидальная структура $32[\text{La}(3,2 \text{ нм})/\text{Fe}(3 \text{ нм})]$ была экспериментально исследована. В магнитном сателлите отраженных нейтронов поляризация нейтронов была близка к $P = -1$, при этом интенсивность составляла 1 % от интенсивности нейтронов, испытывающих полное зеркальное отражение.

Особенностью магнитно-неколлинеарной структуры является то, что относительно перпендикулярному слоям структуры направлению (ось поляризации) коэффициенты отражения нейтронов равны для процессов без переворота спина «++» и «--», в то время как не равны друг другу для процессов с переворотом спина «+-» и «-+» [5, 6]. Это определяет не равную нулю поляризацию нейтронов на перпендикулярном слоям структуры направлении $P = (R^{+-} - R^{-+})/(R^{++} + R^{-+})$, где $R^{+} = R^{++} + R^{-+}$ и $R^{-} = R^{--} + R^{+-}$.

Мотивация работы состоит в проверке возможности экспериментальной реализации структуры, которая поляризует нейтроны в перпендикулярном слоям направлении, а также в определении экспериментально возникающей поляризации нейтронов. В этой связи в работе исследовались поляризационные характеристики двухслойных магнитных структур, помещенных в перпендикулярно направленное слоям структуры магнитное поле.

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТЫ

Для поляризации нейтронов используется магнитная структура (см., например, [15]), в которой вектор намагниченности лежит в плоскости слоистой структуры и коллинеарен оси поляризации нейтронов и направлению внешнего магнитного поля. Интерференция ядерного и магнитного взаимодействий нейтрона со слоистой структурой приводит к различной вероятности процессов без переворота спина для нейтронов с «+» и «-» начальным спиновым состоянием. В результате для исходно неполяризованного пучка нейтронов поляризация отраженных нейтронов составляет $P = (R^{++} - R^{-})/(R^{++} + R^{-})$, где R^{++} и R^{-} — коэффициенты отражения нейтронов для переходов «++» и «--».

Рассмотрим процесс отражения нейтронов от среды с намагниченностью M_x , направленной по оси X , в случае когда ось поляризации нейтронов направлена вдоль оси Z перпендикулярно к границе раздела вакуум–среда. При отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0$) выполняются соотношения $R^{++} \equiv |r^{++}|^2 = R^{--} \equiv |r^{--}|^2 = 0$ и $R^{+-} \equiv |r^{+-}|^2 = R^{-+} \equiv |r^{-+}|^2$ и поляризация отраженного пучка нейтронов равна нулю ($P = 0$). Пусть теперь среда с намагниченностью M_x помещена в перпендикулярно направленное магнитное поле H_z . Для рассмотрения задачи используем прием, предложенный В. К. Игнатовичем [16] и заключающийся во введении между областью магнитного поля и средой бесконечно тонкого вакуумного промежутка.

Операторы амплитуды отражения нейтронов от среды r_M и пропускания в среду t_M , характеризующейся вектором индукции $\mathbf{B} = \mathbf{i}M_x + \mathbf{k}H_z$, при падении нейтронов из вакуумного промежутка можно представить через вектор матриц Паули $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{i}\sigma_x + \mathbf{j}\sigma_y + \mathbf{k}\sigma_z$ [6]:

$$r_M = r_M^+ + \mathbf{r}_M^- \boldsymbol{\sigma}, \quad t_M = t_M^+ + t_M^- \boldsymbol{\sigma}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_M^- = r_M^-(\mathbf{i}b_x + \mathbf{k}b_z)$, $t_M^- = t_M^-(\mathbf{i}b_x + \mathbf{k}b_z)$, $r_M^\pm = (\Re^+ \pm \Re^-)/2$, $t_M^\pm = (\Im^+ \pm \Im^-)/2$, $\Re^\pm = [k - (k^2 - k_N^2 - (\pm k_B^2))^{1/2}]/[k + (k^2 - k_N^2 - (\pm k_B^2))^{1/2}]$, $\Im^\pm = 1 + \Re^\pm$, $B = (M_x^2 + H_z^2)^{1/2}$, $b_z = -H_z/B$, $b_x = M_x/B$, $k_N^2 = 2mV/\hbar^2$, $k_B^2 = 2m\mu B/\hbar^2$, V — ядерный потенциал среды, k — перпендикулярная компонента волнового вектора нейтрона в вакууме.

Введем операторы амплитуд из вакуумного промежутка в область магнитного поля r_{0H} , $t_{0H} = I + r_{0H}$ и из области магнитного поля в вакуумный промежуток $r_{H0} = -r_{0H}$, $t_{H0} = I + r_{H0}$, где I — единичная 2×2 матрица. Для операторов амплитуд отражения и пропускания в случае среды в магнитном поле имеем

$$\begin{aligned} r &= r^+ I + \mathbf{r}^- \boldsymbol{\sigma} = r_{H0} + t_H (I - r_M r_{0H})^{-1} r_M t_{H0}, \\ t &= t^+ I + \mathbf{t}^- \boldsymbol{\sigma} = t_{0H} (I - r_{0H} r_M)^{-1} t_{H0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для амплитуды отражения нейтрона получим

$$r^{++} = r^+ + r_z^-, \quad r^{--} = r^+ - r_z^-, \quad r^{+-} = r_x^- + ir_y^-, \quad r^{-+} = r_x^- - ir_y^-. \quad (3)$$

Аналогичные (2) соотношения выполняются и для амплитуд пропускания.

Для волнового вектора нейтрона в магнитном поле в плюс k_H^+ и минус k_H^- спиновых состояниях имеем

$$k_H^+ = (k^2 - k_H^2)^{1/2}, \quad k_H^- = (k^2 + k_H^2)^{1/2}, \quad (4)$$

где $k_H^2 = 2m\mu H_z/\hbar^2$, m — масса нейтрона, μ — магнитный момент нейтрона, \hbar — постоянная Планка.

В эксперименте обычно пучок нейтронов коллимируется, что соответствует условию $k_H^+ = k_H^-$. Чтобы это условие выполнить, необходимо расчет проводить при различных значениях волнового вектора в вакуумном промежутке. Для них в этом случае должно выполняться соотношение $k^+ = ((k^-)^2 + 2k_H^2)^{1/2}$.

Для волновых векторов отраженных нейтронов, которым соответствуют переходы «++», «+-», «--» и «-+», имеем

$$k_R^{++} = k_H^+, \quad k_R^{+-} = ((k_H^+)^2 + 2k_H^2)^{1/2}, \quad k_R^{--} = k_H^-, \quad k_R^{-+} = ((k_H^-)^2 - 2k_H^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Для волновых векторов, вошедших в среду нейтронов, соответственно

$$\begin{aligned} k_T^{++} &= (k^{+2} - k_N^2)^{1/2}, \quad k_T^{+-} = ((k_M^{++})^2 + 2k_H^2)^{1/2}, \\ k_T^{--} &= (k^{-2} - k_N^2)^{1/2}, \quad k_T^{-+} = ((k_M^{--})^2 - 2k_H^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для коэффициентов отражения R и пропускания T получим

$$\begin{aligned} R^{++} &= |r^{++}|^2, \quad R^{+-} = |r^{+-}|^2 k_R^{+-}/k^+, \quad R^{--} = |r^{--}|^2, \quad R^{-+} = |r^{-+}|^2 k_R^{-+}/k^-, \\ T^{++} &= |t^{++}|^2 k_{T, \text{real}}^{++}/k^+, \quad T^{+-} = |t^{+-}|^2 k_{T, \text{real}}^{+-}/k^+, \\ T^{--} &= |t^{--}|^2 k_{T, \text{real}}^{--}/k^-, \quad T^{-+} = |t^{-+}|^2 k_{T, \text{real}}^{-+}/k^-, \end{aligned} \quad (7)$$

где $k_{T,\text{real}}^{++}$, $k_{T,\text{real}}^{+-}$, $k_{T,\text{real}}^{--}$ и $k_{T,\text{real}}^{-+}$ — реальные части соответствующих волновых векторов k_T^{++} , k_T^{+-} , k_T^{--} и k_T^{-+} . При $k^2 < k_H^2$ имеем $R^{-+} = 0$ и поляризация равна $P \approx -2R^{+-}$.

Рассмотрим структуру с одним магнитным слоем. На рис. 1 приведены зависимости коэффициентов отражения нейтронов $R^{++}(k_H^+)$, $R^{+-}(k_H^+)$, $R^{--}(k_H^+)$ и $R^{-+}(k_H^+)$ (1)–(4) от среды с индукцией $B_x = 1$ Тл и $B_z = 0,57$ Тл в магнитном поле $H_z = 5,7$ кЭ и поляризации отраженного пучка $P(k_H^+)$ (5) для случая фиксированной полной энергии нейтронов во внешнем магнитном поле в плюс и минус спиновых состояниях $E^+ = E^-$. На рис. 2 приведены зависимости $R^{++}(k)$, $R^{+-}(k)$, $R^{--}(k)$, $R^{-+}(k)$ для случая $H_z = 0$, для которого условие $E^+ = E^-$ выполняется

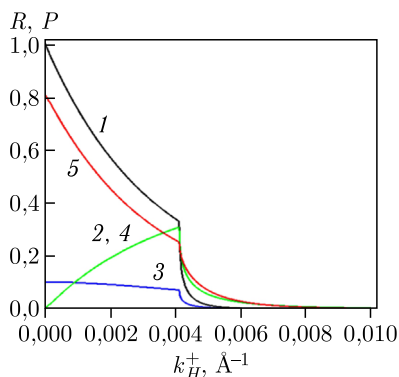


Рис. 1. Коэффициенты отражения нейтронов $R^{++}(k_H^+)$ (1), $R^{+-}(k_H^+)$ (2), $R^{--}(k_H^+)$ (3), $R^{-+}(k_H^+)$ (4) от помещенной в магнитное поле $H_z = 5,7$ кЭ среды с ядерным потенциалом кобальта U_{Co} и индукцией $B_x = 1$ Тл и $B_z = 0,57$ Тл и поляризации отраженного пучка $P(k_H^+)$ (5) в зависимости от волнового вектора «+» спинового состояния нейтрона k_H^+ для случая равных полных энергий нейтронов $E_z^+ = E_z^-$

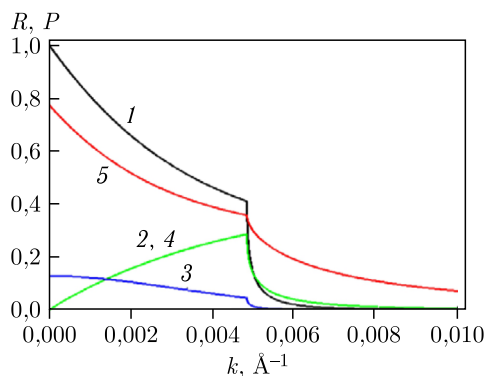


Рис. 2. Коэффициенты отражения нейтронов $R^{++}(k)$ (1), $R^{+-}(k)$ (2), $R^{--}(k)$ (3), $R^{-+}(k)$ (4) от помещенной в вакуум среды с ядерным потенциалом U_{Co} и индукцией $B_x = 1$ Тл и поляризации отраженного пучка $P(k)$ (5) в зависимости от волнового вектора нейтрона k

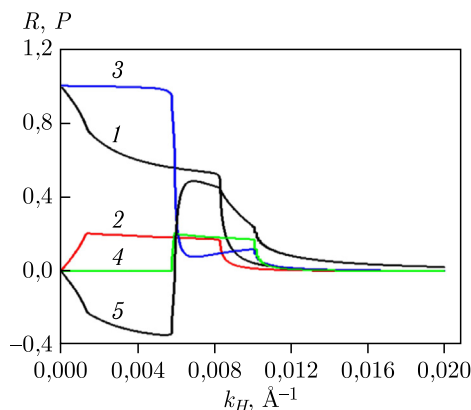


Рис. 3. Коэффициенты отражения нейтронов $R^{++}(k_H)$ (1), $R^{+-}(k_H)$ (2), $R^{--}(k_H)$ (3), $R^{-+}(k_H)$ (4) от помещенной в магнитное поле $H_z = 5,7$ кЭ среды с ядерным потенциалом кобальта U_{Co} и индукцией $B_x = 1$ Тл и $B_z = 0,57$ Тл и поляризации отраженного пучка $P(k_H)$ (5) в зависимости от волнового вектора нейтрона k_H для случая равных кинетических энергий нейтронов в «+» и «-» состояниях $T_z^+ = T_z^-$

автоматически из-за равенства кинетических энергий ($T_z^+ = T_z^-$) и отсутствия потенциальной энергии нейтрона перед средой ($U^+ = U^- = 0$). Видно из рис. 1 и 2, что благодаря выполнению условия $E^+ = E^-$ имеет место $R^{+-} = R^{-+}$. Однако видно из зависимостей, что полного соответствия между этими случаями нет. На рис. 3 приведены зависимости коэффициентов отражения и поляризации нейтронов для среды с индукцией $B_x = 1$ Тл и $B_z = 0,57$ Тл в магнитном поле $H_z = 5,7$ кЭ в «экспериментальном случае» равных кинетических энергий нейтронов во внешнем магнитном поле $T_z^+ = T_z^-$. Видно, что в диапазоне $k < 0,006 \text{ \AA}^{-1}$, соответствующем $E_{\perp} < 2\mu H_z$, коэффициент отражения $R^{+-} = 0$, а при $k \approx 0,006 \text{ \AA}^{-1}$ поляризация изменяет знак. Абсолютное максимальное значение поляризации достигает значения $P \approx 0,4-0,5$. Следует подчеркнуть, что поляризация здесь связана с разными значениями волнового вектора отраженного нейтрона в состояниях «+» и «-». Видно, что зависимости при выполнении $E^+ = E^-$ (см. рис. 1) существенно отличаются от зависимостей при выполнении $T_z^+ = T_z^-$ (см. рис. 3).

Рассмотрим далее двухслойную магнитно-неколлинеарную структуру, в которой намагниченности двух слоев M_x и M_y лежат в плоскости структуры, а $H_z = 0$. В этом случае реализуются соотношения $R^{++} = R^{--}$ и $R^{+-} \neq R^{-+}$. При отсутствии внешнего магнитного поля поляризация определяется отражением нейтронов с переворотом спина $P = (R^{+-} - R^{-+})/(R^{++} + R^{--})$. На рис. 4 приведены зависимости 1 и 2 поляризации при отражении нейтронов от помещенной в магнитный вакуум двухслойной структуры (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл) 1 и (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл) 2. Порядок следования слоев идет со стороны падения нейтронов. Видно, что взаимное изменение направлений векторов намагниченностей слоев приводит к изменению знака поляризации во всем диапазоне волнового вектора k для структур в магнитном вакууме.

Рассмотрим теперь некомпланарные структуры. Некомпланарной структурой является структура, в которой присутствуют три пространственно разделенные области, характеризующиеся ортогональными компонентами магнитной индукции. Некомпланарной структурой является, например, двухслойная неколлинеарная в плоскости структура, помещенная в перпендикулярное слоям магнитное поле. На рис. 4 показаны зависимости поляризации 3 и 4 от помещенных в магнитное поле $H_z = 5,7$ кЭ структур (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (3) и (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$,

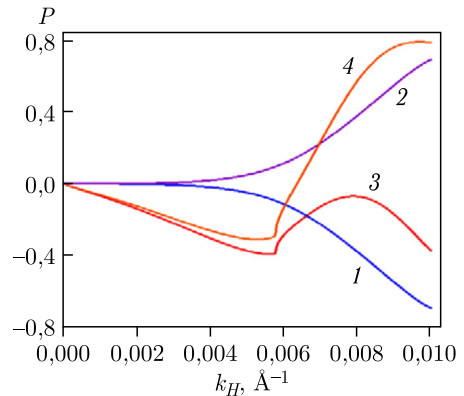


Рис. 4. Поляризация помещенных в магнитный вакуум двухслойных структур (20 нм, $U = U_{Co}$, $M_y = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $M_x = 1$ Тл) (1) и (20 нм, $U = U_{Co}$, $M_x = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $M_y = 1$ Тл) (2) в зависимости от k . Поляризация помещенных в магнитное поле $H_z = 5,7$ кЭ структур (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (3) и (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (4) в зависимости от k_H при $T_z^+ = T_z^-$

$B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (4) в зависимости от k_H при $T_z^+ = T_z^-$. Видно, что если зависимости 1 и 2 отличаются только знаком, то зависимости 3 и 4 существенно различные.

Особенностью прохождения нейтронов через некопланарную структуру [5], когда спиновые состояния нейтрона определяются в вакууме перед структурой (нет магнитного поля), является то, что пропускания слева и справа для неполяризованных нейтронов ($T = T^{++} + T^{+-} + T^{-+} + T^{--}$) не равны друг другу при наличии поглощения или рассеяния нейтронов в структуре. Такое же соотношение для пропускания выполняется при взаимном изменении ортогональных друг другу намагниченностей слоев. Для неколлинеарной структуры такого влияния поглощения и рассеяния нейтронов на пропускание неполяризованных нейтронов нет.

На рис. 5 приведены зависимости пропускания для двухслойной неколлинеарной структуры в магнитном поле $H = 5,7$ кЭ (некопланарная структура). Видно, что пропускания для структур с взаимно измененными векторами намагниченностей вне зависимости от величины поглощения нейтронов, которая описывается мнимой частью ядерного потенциала, не равны друг другу. Таким образом, особенности прохождения нейтронов при реальном ядерном потенциале (отсутствует поглощение или рассеяние) не соответствуют ранее высказанному утверждению для некопланарной структуры. Связано это с тем, что начальные спиновые состояния нейтрона в магнитном поле не связаны когерентно, т. е. $E_z^+ \neq E_z^-$. В подтверждение этого утверждения это следует также из представленных на рис. 6 зависимостей.

На рис. 6 представлены зависимости для случая ($E_z^+ = E_z^-$). Видно, что двухслойная структура в магнитном поле ведет себя как компланарная трехслойная структура в магнитном вакууме, т. е. при наличии поглощения нейтронов (описывается мнимой частью потенциала) пропускания нейтронов для структур с намагниченностями

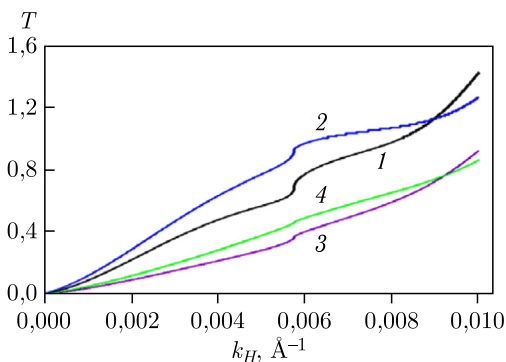


Рис. 5. Пропускание неполяризованных нейтронов через помещенные в магнитное поле $H = 5,7$ кЭ неколлинеарные структуры. Структуры 1, 2 с реальным ядерным потенциалом слоев U_{Co} : (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл) (1), (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл) (2). Структуры 3, 4 с комплексным ядерным потенциалом слоев $U_{Co}(1-0,1i)$: (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл) (3), (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 0,1$ Тл, $B_z = 0,1$ Тл) (4) в зависимости от k_H при $T_z^+ = T_z^-$

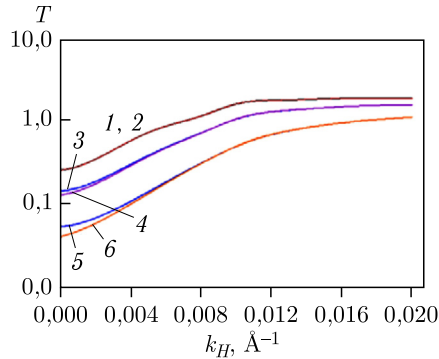


Рис. 6. Пропускание нейтронов через помещенные в магнитном поле $H = 5,7$ кЭ неколлинеарные структуры с реальным ядерным потенциалом (1, 2): (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (1) и (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (2); с комплексным ядерным потенциалом (3, 4): (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (3) и (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (4); с комплексным ядерным потенциалом с большей мнимой частью (5, 6): (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,3i)$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,3i)$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (5) и (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,3i)$, $B_x = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,3i)$, $B_y = 1$ Тл, $B_z = 0,57$ Тл) (6) в зависимости от k_H^+ при $E_z^+ = E_z^-$

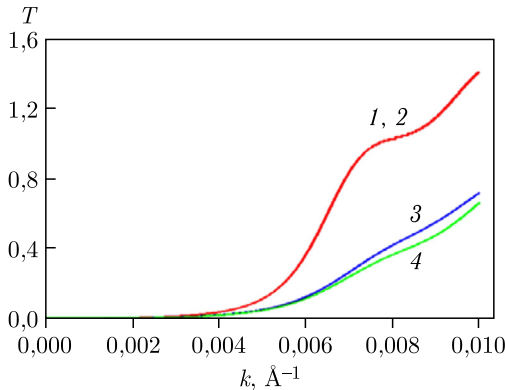


Рис. 7. Пропускание нейтронов через помещенные в вакуум трехслойные структуры с реальными ядерными потенциалами (1, 2): (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_z = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл) (1) и (20 нм, $U = U_{Co}$, $B_z = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_y = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}$, $B_x = 1$ Тл) (2); с комплексными ядерными потенциалами (3, 4): (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_z = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 1$ Тл) (3) и (20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_z = 1$ Тл)/(20 нм, $U = U_{Co}(1-0,1i)$, $B_y = 0,1$ Тл)/(20 нм, $U_{Co}(1-0,1i)$, $B_x = 1$ Тл) (4) в зависимости от k

(M_x, M_y) и (M_y, M_x) не равны. Неравенство пропусканий возрастает при стремлении волнового вектора к нулю. При отсутствии поглощения нейтронов (ядерный потенциал есть реальное число, зависимости 1, 2) пропускания нейтронов равны для структур с изменяющимся порядком следования намагниченностей слоев.

На рис. 7 приведены зависимости пропускания для трехслойных структур. Трехслойная некомпланарная структура реализуется, например, в случае не намагниченной двухслойной структуры с доменами. Или это может быть трехслойная структура, в которой по крайней мере один слой является ненамагниченным. В доменах индукция может иметь не скомпенсированную рассеянным полем перпендикулярную компоненту намагниченности. При отсутствии поглощения нейтронов пропускания в структурах с взаимно измененными намагниченностями M_x и M_y равны (зависимости 1 и 2). При наличии поглощения пропускания таких структур не равны (зависимости 3 и 4). В отличие от случая некомпланарной структуры типа неколлинеарной структуры в магнитном поле (см. рис. 6) неравенство пропусканий для трехслойных структур (см. рис. 7) возрастает при увеличении значения волнового вектора нейтрона. В результате по виду зависимости пропускания можно идентифицировать тип некомпланарной структуры.

ПРОЦЕДУРЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследована слоистая структура Al(10 нм)/Co(27,5 нм)/Al(140 нм)/Ni(27,5 нм)/Si (структура Al/Co/Al/Ni), изготовленная в Институте физики микроструктур (Нижний Новгород) методом магнетронного распыления. В структуре магнитные слои из кобальта и никеля разделены толстым слоем из алюминия. Структура Al(10 нм)/Co(27,5 нм)/Al(140 нм)/Ni(27,5 нм)/стекло является резонатором нейтронной волны для состояния нейтронов с проекцией спина вдоль направления магнитного поля (плюс спиновое состояние нейтронов). Действительно, магнитные слои в этом случае имеют потенциалы взаимодействия нейтрона с веществом, превышающие потенциал взаимодействия с промежуточным слоем алюминия, в результате чего нейтронная волна запирается в слое Al(140 нм), что благодаря многократному отражению нейтронов от магнитных слоев увеличивает вероятность процесса переворота спина нейтронов.

По данным магнитных измерений коэрцитивная сила для слоя никеля составила $H_{Ni} = 4$ Э, а для слоя кобальта $H_{Co} = 40$ Э. Намагничивание слоев структур проводилось различными способами. Намагничивание слоев для параллельной ориентации магнитных моментов слоев (векторов намагниченностей) проводилось вдоль короткой стороны образца длиной 2,5 см. Намагничивание для получения неколлинеарной магнитной структуры с взаимно перпендикулярным направлением намагниченностей двух слоев в плоскости структуры проводилось двумя способами. В первом случае слой кобальта намагничивался вдоль длинной стороны длиной 4 см, а слой никеля — вдоль короткой. Во втором случае слой кобальта намагничивался вдоль короткой стороны, а слой никеля — вдоль длинной. При этом образец вначале намагничивался в магнитном поле величиной 1,9 кЭ, превышающем магнитное поле H_{Co} . Затем магнитное поле уменьшалось до 17 Э, которое превышает H_{Ni} , но меньше, чем H_{Co} . После этого образец поворачивался на 90° . В результате вектор намагниченности слоя никеля поворачивался вслед за поворотом направления магнитного поля и устанавливался перпендикулярно вектору намагниченности слоя кобальта. После этого магнитное поле далее уменьшалось до значения $H < H_{Ni}$ и ориентировалось или в плоскости слоев, или перпендикулярно слоям.

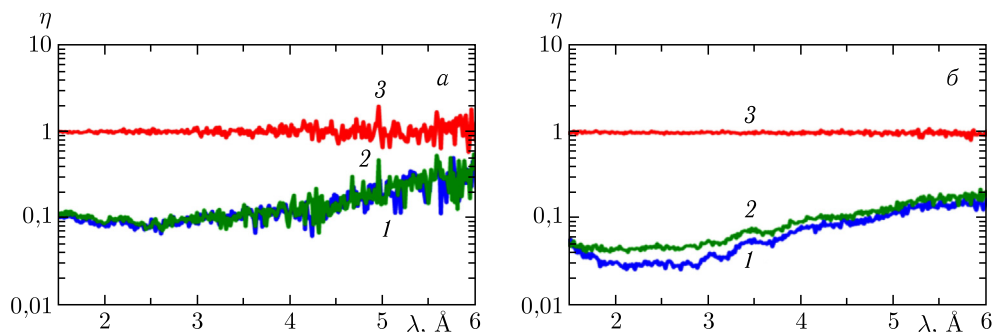


Рис. 8. Зависимости $\eta(\lambda) = J^{+-}/J^{++}$ (1), J^{-+}/J^{++} (2) и J^{--}/J^{++} (3) для магнитного поля в плоскости структуры при $H = 1,7$ Т (а) и $H = 1260$ Т (б)

Исследования проводились на спектрометре РЕМУР, расположенном на канале №8 реактора ИБР-2 в ОИЯИ (Дубна) [17]. Спектрометр функционально состоял из поляризатора нейтронов, входного спин-флиппера, держателя образца, выходного спин-флиппера, анализатора поляризации и детектора нейтронов. В такой схеме реализуется одномерный полный поляризационный анализ [18], при котором измеряются четыре счета отраженных от структуры нейтронов и четыре счета пропущенных через структуру нейтронов, соответствующих четырем состояниям двух спин-флипперов (входного и выходного), а именно, (выкл, выкл), (вкл, выкл), (выкл, вкл) и (вкл, вкл). Из четырех интенсивностей отраженных нейтронов $J(\text{выкл, выкл})$, $J(\text{вкл, вкл})$, $J(\text{выкл, вкл})$ и $J(\text{вкл, выкл})$ определяются четыре коэффициента отражения R^{++} , R^{+-} , R^{-+} и R^{--} . При значительной магнитной неколлинеарности структуры, когда выполняются соотношения $R^{++} \approx R^{+-} \approx R^{--} \approx R^{-+}$, для качественной интерпретации экспериментальных данных можно использовать соотношения $J(\text{выкл, выкл}) \propto R^{++}$, $J(\text{вкл, вкл}) \propto R^{--}$, $J(\text{выкл, вкл}) \propto R^{+-}$, $J(\text{вкл, выкл}) \propto R^{-+}$.

Значение коэрцитивной силы никеля $H_{Ni} = 4$ Т определяет необходимость работы в небольшом магнитном поле при $H < 4$ Т. Небольшое магнитное поле приводит к деполяризации нейтронов, т.е. появлению в отраженном и преломленном пучках дополнительной доли нейтронов, испытавших переворот спина. На рис. 8, а, б показаны зависимости нормированной интенсивности пучка нейтронов $\eta = J(\text{выкл, вкл})/J(\text{выкл, выкл})$, $J(\text{вкл, выкл})/J(\text{выкл, выкл})$ и $J(\text{вкл, вкл})/J(\text{выкл, выкл})$ в магнитном поле $H = 1,7$ и 1260 Т. Видно, что из-за деполяризации нейтронов в магнитном поле $H = 1,7$ Т (см. рис. 8, а) зависимости $\eta(\text{выкл, вкл})$ и $\eta(\text{вкл, вкл})$ проходят выше, чем при $H = 1260$ Т (см. рис. 8, б). Из данных рис. 8, а следует, что точность определения R^{+-} и R^{-+} в магнитном поле величиной 1,7 Т в диапазоне 1,5–4 Å не превышает $\delta R \approx 0,1$. Зависимости 1 и 2 (см. рис. 8, б) различаются из-за не 100%-й эффективности поляризатора и анализатора поляризации.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СТРУКТУРЫ Al/Co/Al/Ni

На рис. 9 приведены экспериментальные зависимости интенсивностей отражения нейтронов от структуры Al/Co/Al/Ni (отсчет слоев начинается от поверхности), полученные в направленном в плоскости слоев магнитном поле напряженностью

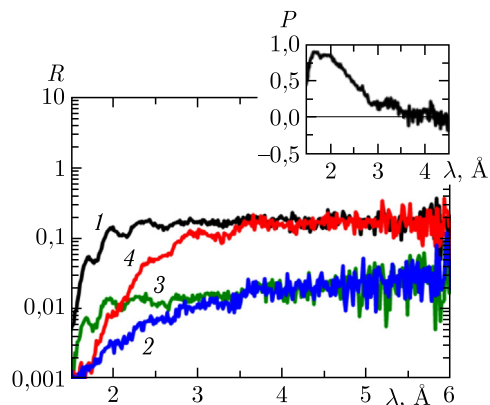


Рис. 9. Интенсивность отраженного от структуры Al/Co/Al/Ni пучка нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в ориентированном в плоскости структуры магнитном поле $H = 587$ Э при угле скольжения пучка нейтронов $3,7$ мрад

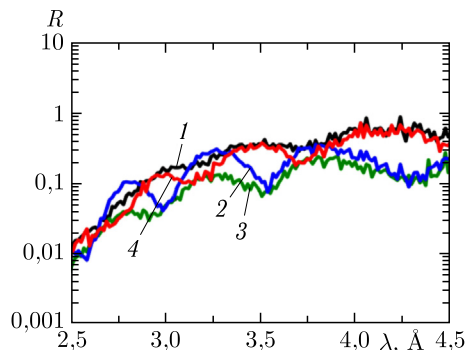


Рис. 10. Зависимости коэффициентов отражения нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в перпендикулярном магнитном поле $H = 2,5$ Э для первоначально приготовленной магнитно-неколлинеарной структуры с намагничиванием слоя кобальта вдоль длинной стороны образца, а слоя никеля вдоль короткой. Угол скольжения пучка нейтронов $\theta = 6,0$ мрад

$H = 587$ Э. Неравенство коэффициентов R^{+-} и R^{-+} на уровне 0,01 в диапазоне длины волны до $3,5$ Å объясняется поляризационными характеристиками спектрометра, а не исследуемой структурой. Для параметров слоистой структуры получены значения: толщина слоя никеля $27,5$ нм, намагниченность насыщения в слое никеля $4\pi M = 0,7$ Тл; толщина слоя кобальта $27,5$ нм, намагниченность насыщения в слое кобальта $4\pi M = 1,8$ Тл.

Для определения поведения векторов намагниченностей слоев измерения проводились в диапазоне магнитного поля $2,5$ – 63 Э. На рис. 10 представлены результаты измерений при $H = 2,5$ Э, когда слои намагничивались перпендикулярно друг другу, при этом слой из кобальта намагничивался вдоль длинной стороны образца. Для намагниченности слоев получены значения $0,2$ Тл для слоя из никеля и $0,5$ Тл для слоя из кобальта, что в $3,5$ раза меньше значений в поле $H = 587$ Э (см. рис. 9). Таким образом, при указанной выше процедуре приготовления неколлинеарной структуры происходит ее частичное размагничивание. Из рис. 10 видно, что выполняются соотношения $R^{++} \neq R^{--}$ и $R^{+-} \neq R^{-+}$. Неравенство $R^{++} \neq R^{--}$ указывает на то, что присутствует перпендикулярная плоскости структуры компонента намагниченности M_z . Естественно M_z связать с наличием доменов. Расчеты показывают, что слой никеля имеет компоненты намагниченности M_x и M_z , в то время как слой кобальта компоненту M_y .

С увеличением магнитного поля в диапазоне 8 – 63 Э для первоначально неколлинеарной структуры выполняются соотношения $R^{++} = R^{--}$ и $R^{+-} = R^{-+}$. Это показывает, что при магнитном поле выше коэрцитивной силы в никеле происходит

намагничивание структуры, при этом намагниченности слоев ориентируются параллельно. Это объясняется тем, что при увеличении поля за счет его неоднородности или неоднородности образца намагниченность более мягкого слоя никеля ориентируется вдоль длинной стороны образца, вдоль которой был первоначально намагничен слой кобальта. Такое поведение магнитного момента слоя никеля можно объяснить анизотропией формы образца (фактор размагничивания вдоль длинной стороны образца меньше, чем вдоль короткой). На рис. 11 для иллюстрации вышесказанного приведены зависимости коэффициентов отражения при $H = 63$ Э.

На рис. 12 и 13 представлены результаты измерений для случаев небольших значений магнитного поля 2,2 и 7,5 Э, когда слои намагничивались перпендикулярно друг другу, при этом более магнитно-жесткий слой кобальта намагничивался вдоль короткой стороны образца. Видно, что с увеличением магнитного поля разность между значениями R^{++} и R^{--} уменьшается, а разность между R^{+-} и R^{-+} увеличивается

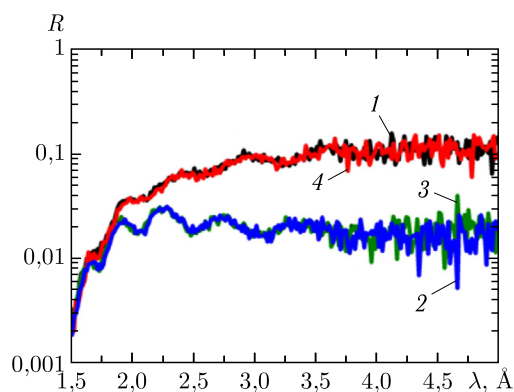


Рис. 11. Зависимости интенсивностей отраженных нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в перпендикулярном магнитном поле $H = 63$ Э для первоначально приготовленной магнитно-неколлинеарной структуры с намагничиванием слоя кобальта вдоль длинной стороны образца

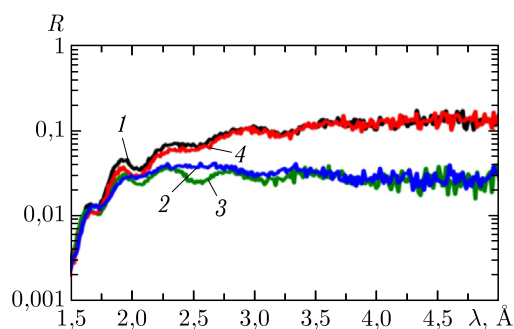


Рис. 12. Зависимости интенсивностей отраженных нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в перпендикулярном магнитном поле $H = 2,2$ Э для первоначально приготовленной магнитно-неколлинеарной структуры с намагничиванием слоя кобальта вдоль короткой стороны образца

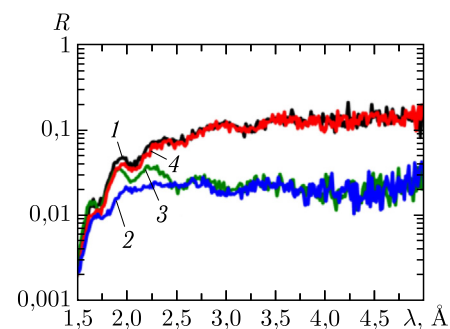


Рис. 13. Зависимости интенсивностей отраженных нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в перпендикулярном магнитном поле $H = 7,5$ Э для первоначально приготовленной магнитно-неколлинеарной структуры с намагничиванием слоя кобальта вдоль короткой стороны образца

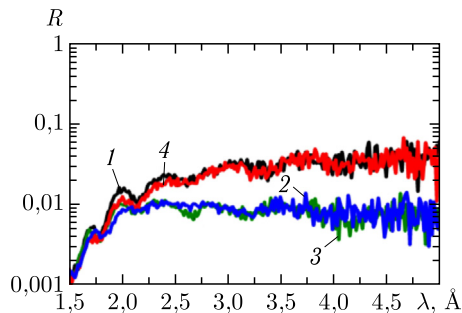


Рис. 14. Зависимости нормированных на интенсивность пучка нейтронов J_0^{++} интенсивностей отраженных от структуры нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в ориентированном в плоскости структуры магнитном поле $H = 3,4$ Э для первоначально приготовленной коллинеарной структуры с намагничиванием слоев вдоль короткой стороны образца. Угол скольжения пучка нейтронов $\theta = 3,72$ мрад

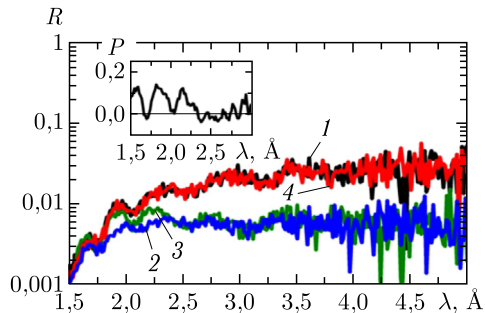


Рис. 15. Зависимости нормированных на интенсивность пучка нейтронов J_0^{++} интенсивностей отраженных от структуры нейтронов для спиновых переходов «++» (1), «+-» (2), «-+» (3) и «--» (4) в ориентированном в плоскости структуры магнитном поле $H = 63,3$ Э для первоначально приготовленной коллинеарной структуры с намагничиванием слоев вдоль короткой стороны образца. Угол скольжения пучка нейтронов $\theta = 3,72$ мрад

и поляризация достигает $P = 25\%$ при $\lambda = 1,8$ Å. Первое наблюдение можно объяснить увеличением намагничивания слоев, второе — увеличением угла в плоскости слоев между векторами намагниченности слоев. Таким образом, вектор намагниченности магнитно-мягкого слоя никеля с увеличением поля стремится все более ориентироваться вдоль длинной стороны образца.

На рис. 14 и 15 представлены результаты измерений при $H = 3,4$ и $63,3$ Э для случая, когда оба слоя намагничивались параллельно вдоль короткой стороны образца. Увеличение поля опять приводит к тому, что вектор намагниченности слоя никеля все более ориентируется вдоль длинной стороны образца уже при достаточно большом поле 63 Э. При этом (см. рис. 15) в слое кобальта присутствуют домены с намагниченностью, направленной перпендикулярно слоям. В результате структура из коллинеарной перестраивается в неколлинеарную с магнитным полем, перпендикулярным намагниченностям слоев (некомпланарная структура). На вкладке к рис. 15 приведена зависимость поляризации, ее максимальное значение достигает $P = 15\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты по отражению и пропусканию нейтронов в случае коллинеарной, неколлинеарной и некомпланарной магнитных структур. Показано, что отражение и пропускание зависит от того, равны полные или кинетические энергии нейтронов в начальных состояниях «+» и «-».

В результате проведенного экспериментального исследования можно констатировать, что в магнитном поле величиной меньше коэрцитивной силы магнитно-мягкого

слоя никеля направления намагниченностей слоев практически сохраняют свое первоначально заданное направление. С увеличением поля выше коэрцитивной силы для мягкого слоя никеля происходит перестройка направлений магнитных моментов слоев, при этом намагниченность в слое никеля стремится ориентироваться вдоль длинной стороны образца даже для первоначально приготовленной коллинеарной структуры, намагниченной вдоль короткой стороны образца. В то же время в слое кобальта намагниченность разбивается на домены, в части из которых намагниченность ориентирована перпендикулярно магнитному полю и перпендикулярно плоскости структуры. В результате неколлинеарная структура с перпендикулярно направленным намагниченностям слоев магнитным полем (некомпланарная структура) реализуется с магнитным полем, ориентированным в плоскости слоев. При этом поляризация отраженного пучка нейтронов благодаря неравенству вероятностей для процессов переворота спина «+—» и «—+» достигает 15%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П. Нейтронография магнетиков. М.: Атомиздат, 1981. 312 с.
2. Малеев С. В. // УФН. 2002. Т. 172, № 6. С. 617.
3. Фраерман А. А., Удалов О. Г. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. С. 71.
4. Аксёнов В. Л., Игнатович В. К., Никитенко Ю. В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2007. № 9. С. 40.
5. Игнатович В. К., Никитенко Ю. В., Фраерман А. А. // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. С. 886.
6. Ignatovich V. K., Nikitenko Yu. V. // JETP. 2010. V. 110, No. 3. P. 417.
7. Никитенко Ю. В., Игнатович В. К. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2011. № 12. С. 1.
8. Ignatovich V., Nikitenko Yu., Radu F. // Am. J. Mod. Phys. Appl. 2014. V. 1, No. 1. P. 7.
9. Fraerman A. A., Udalov O. G. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 094401.
10. Татарский Д. А., Удалов О. Г., Фраерман А. А. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142, вып. 2(8). С. 1.
11. Lohstroh W., Felcher G. P., Goyette R., Munzenberg M., Felsch W. // Physica B. 1999. V. 267–268. P. 352.
12. Татарский Д. А., Петренко А. В., Вдовичев С. Н., Удалов О. Г., Никитенко Ю. В., Фраерман А. А. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102, вып. 10. С. 721.
13. Татарский Д. А., Петренко А. В., Вдовичев С. Н., Удалов О. Г., Никитенко Ю. В., Фраерман А. А. // УФН. 2016. Т. 186. С. 654.
14. Majkzak C. F. // Physica B. 1989. V. 156&157. P. 619.
15. Никитенко Ю. В., Сыромятников В. Г. Рефлектометрия поляризованных нейтронов. М.: Физматлит, 2013. 218 с.
16. Игнатович В. К. Препринт ОИЯИ Р4-87-878. Дубна, 1987.
17. Аксёнов В. Л., Жерненков К. Н., Кожевников С. В., Лаутер Х., Лаутер-Пасюк В., Никитенко Ю. В., Петренко А. В. Препринт ОИЯИ Д13-2004-47. Дубна, 2004.
18. Por P. T., Kraan W. H., Rekveldt M. Th. // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 339. P. 550.

Получено 12 декабря 2024 г.