УДК 535.8;539.125.523.32

ВОЛНОВОДНОЕ УСИЛЕНИЕ РАССЕЯНИЯ СО СПИН-ФЛИПОМ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ ОТ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ «МЯГКИЙ МАГНЕТИК/ЖЕСТКИЙ МАГНЕТИК»

Ю. Н. Хайдуков, М. А. Андреева

(*кафедра физики твердого тела; кафедра нейтронографии*)

E-mail: maa@runar.phys.msu.su

В работе теоретически исследуется отражение поляризованных нейтронов от многослойной пленки, включающей слои мягкого и жесткого магнетиков и характеризующейся спиральным изменением вектора намагниченности в слое мягкого магнетика. Показана возможность получения информации о характере изменения по глубине направления вектора намагниченности в слое мягкого магнетика, используя волноводное усиление потока нейтронов в этом слое.

Введение

Гигантский интерес к многослойным магнитным пленкам, обусловленный их нетривиальными свойствами и важностью практических применений (см., напр., обзорную работу [1]), стимулирует развитие и совершенствование методов их исследования. В частности, селективные по глубине исследования магнитной структуры методами мессбауэровской или нейтронной рефлектометрии [2–5] позволяют изучать особенности межслойного и внутрислойного обменного взаимодействия. Однако зеркально отраженный сигнал формируется как результат многолучевой интерференции волн, переотраженных всеми границами раздела в многослойной пленке, и является в значительной степени интегральной характеристикой. Детальную информацию о свойствах среды на определенной глубине можно получать с помощью тестовых резонансных монослоев, встраиваемых в исследуемую пленку на различную глубину, как это, например, сделано в работе [6]. Другим способом получения подобной информации является формирование в исследуемом слое резонансно усиленной стоячей волны (волноводной моды) [7–11].

В настоящей работе рассматривается бислойная пленка, состоящая из слоя мягкого и слоя жесткого магнетиков. Такие системы являются идеальными модельными системами для исследования механизма обменного взаимодействия. При включении внешнего магнитного поля, перпендикулярного намагниченности $\mathbf{M}$ в слое жесткого магнетика, происходит спиральное закручивание намагниченности в слое мягкого магнетика (рис. 1). Существует несколько теоретических моделей для описания закона изменения угла поворота намагниченности $\varphi = \varphi(z)$ [12, 13], однако экспериментальное изучение этой зависимости достаточно сложно. Так, в работе [14] для увеличения информативности рефлектометрических кривых (зависимостей коэффициента зеркального отражения от переданного импульса $Q_z = 4\pi \sin\vartheta/\lambda$, то есть от угла скольжения ϑ или

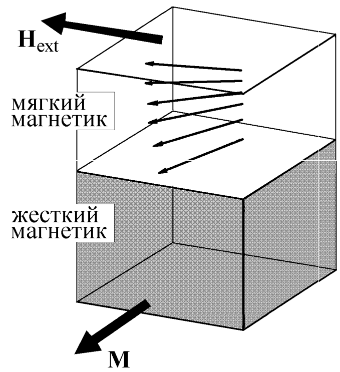

Рис. 1. Структура «мягкий магнетик/жесткий магнетик» с изменяющимся по глубине направлением вектора намагниченности в слое мягкого магнетика при наличии внешнего магнитного поля, неколлинеарного направлению намагниченности в слое жесткого магнетика

от длины волны излучения λ) при исследовании таких систем использовалось отражение поляризованных нейтронов от двух поверхностей образца. Мы попытались проанализировать возможность исследования зависимости $\varphi(z)$ с помощью возбуждения в слое мягкого магнетика волноводной моды. Отметим, что эффективность волноводной моды для усиления спин-флип сигнала от тонкого слоя с неколлинеарной намагниченностью была продемонстрирована экспериментально в работе [9].

1. Теория отражения поляризованных нейтронов

В последние годы теория отражения поляризованных нейтронов интенсивно развивалась. В работе Плешанова [15] были получены аналитические формулы для матричных (с учетом спин-флипа) коэффициентов пропускания и отражения для случая среды с произвольным направлением вектора намагниченности. В работах Игнатовича и Раду [16] был развит матричный формализм, использующий преобразование волновых функций спиноров на границах раздела к собственным для каждого слоя осям. Наконец, в работах Топерверга [17] было получено аналитическое выражение для интегральных (4×4)-матриц распространения в слое с произвольным направлением намагниченности. Эти матрицы распространения наиболее удобны для расчетов как коэффициентов отражения, так и волнового поля нейтронов на заданной глубине, что и использовалось в данной работе. Рекуррентные соотношения Паррата [18], обобщенные в матричную форму для учета эффектов спин-флипа, использовались для тестирования компьютерных вычислений.

Исходным для описания распространения нейтронов в слоистых средах является одномерное уравнение Шрёдингера (выбираем ось z перпендикулярно поверхности):

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_{0z}^2 - \frac{2m}{\hbar^2}V(z)\right)\psi = 0, \qquad (1)$$

где m — масса нейтрона, ψ — его волновая функция, характеризующаяся волновым вектором $\mathbf{k} = (k_\parallel, k_z)$, $k_\parallel = k\cos\vartheta$, $k_{0z} = k\sin\vartheta$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = \frac{h}{mv}$, v — скорость нейтрона во внешней среде. Потенциал взаимодействия со средой V включает V_{nucl} — взаимодействие нейтронов с ядрами и V_{magn} — взаимодействие спина нейтрона с магнитной индукцией в среде $\mathbf{B}$:

$$\hat{V} = V_{\text{nucl}} + \hat{V}_{\text{magn}} = \frac{2\pi\hbar^2}{m}b\rho - \mu\boldsymbol{\sigma}\mathbf{B}, \qquad (2)$$

где b — длина рассеяния, ρ — плотность рассеивающих центров вещества, μ — магнитный момент нейтрона (отметим, что $\mu < 0$), $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули. Скалярное произведение $\boldsymbol{\sigma}\mathbf{B}$ в случае неколлинеарного направления спина нейтрона и магнитной индукции представляет собой недиагональную (2×2)-матрицу, поэтому уравнение Шрёдингера (1) — это матричное дифференциальное уравнение второго порядка, а волновая функция является спинором:

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \Psi_+(z) \\ \Psi_-(z) \end{pmatrix} e^{ik_\parallel x}. \qquad (3)$$

Если переписать уравнение Шрёдингера (1), вводя в рассмотрение первую производную волновой функции $|\varphi\rangle = \frac{1}{ik}\frac{d|\psi\rangle}{dz}$, в виде

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} = ik\begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{1} \\ \sin^2\vartheta + \hat{\chi} & \hat{0} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} |\psi\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix}, \qquad (4)$$

где $\hat{\chi} = \frac{-2m}{\hbar^2}\frac{\hat{V}}{k^2}$ — восприимчивость среды, то решение этого матричного уравнения, описывающего преобразование волновой функции нейтронов при прохождении их через однородный слой с толщиной d, принимает вид

$$\begin{pmatrix} |\psi(d)\rangle \\ |\varphi(d)\rangle \end{pmatrix} = \exp\left[ikd\begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{1} \\ \sin^2\vartheta + \hat{\chi} & \hat{0} \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} |\psi(0)\rangle \\ |\varphi(0)\rangle \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Аналитическое выражение для матричного (4×4)-экспоненциала получено в [17]*):

$$\exp\left[ikd\begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{1} \\ \sin^2\vartheta + \hat{\chi} & \hat{0} \end{pmatrix}\right] = \begin{pmatrix} \cos kd\hat{\eta} & i\hat{\eta}^{-1}\sin kd\hat{\eta} \\ i\hat{\eta}\sin kd\hat{\eta} & \cos kd\hat{\eta} \end{pmatrix}, \qquad (6)$$

где $\hat{\eta} = \sqrt{\sin^2\vartheta + \hat{\chi}}$ нормированная (на $2\pi/\lambda$) нормальная компонента матричного волнового вектора. Матрицу распространения $\hat{L}$ для системы N слоев получают, как обычно, перемножая матрицы распространения (6) для всех слоев, поскольку волновые функции нейтронов и их производные непрерывны на границах раздела.

Граничная задача для многослойной структуры имеет вид:

$$\begin{pmatrix} |\psi_d\rangle \\ |\varphi_d\rangle \end{pmatrix} = \hat{L}\begin{pmatrix} |\psi_0\rangle + |\psi_r\rangle \\ |\varphi_0\rangle + \langle\varphi_r| \end{pmatrix}, \qquad (7)$$

где $|\psi_0\rangle$ — волновая функция падающих нейтронов, $|\psi_r\rangle$ — волновая функция отраженных нейтронов, $|\psi_d\rangle$ — волновая функция нейтронов в подложке. Матрицу отражения $\hat{R}$, определяемую соотношением $|\psi_r\rangle = \hat{R}|\psi_0\rangle$, находим из (7)

$$\hat{R} = -(\hat{\eta}_d\hat{L}_{12} + \hat{L}_{22}\hat{\eta}_0)^{-1}(\hat{\eta}_d\hat{L}_{11} - \hat{L}_{21}\hat{\eta}_0), \qquad (8)$$

где $\hat{\eta}_d = \sqrt{\sin^2\vartheta + \hat{\chi}_d}$, $\hat{\eta}_0 = \begin{pmatrix} \sin\vartheta & 0 \\ 0 & \sin\vartheta \end{pmatrix}$.

После вычисления волновой функции нейтронов на поверхности с использованием матриц распространения (6) можно определить волновые функции нейтронов в каждом слое на любой глубине.

Для вычисления матричного коэффициента отражения можно также обобщить известные рекуррентные соотношения Паррата для амплитуд волнового поля [18] на случай неколлинеарного магнитного упорядочения:

$$\begin{aligned} \hat{R}_n &= \hat{r}_n + \hat{t}'_n\hat{R}^{\text{up}}_{n+1}(1 - \hat{r}'_n\hat{R}^{\text{up}}_{n+1})^{-1}\hat{t}_n, \\ \hat{R}^{\text{up}}_{n+1} &= e^{i\hat{k}_n d_n}\cdot\hat{R}_{n+1}\cdot e^{i\hat{k}_n d_n} \end{aligned} \qquad (9)$$

Матричные коэффициенты однократного («френелевского») пропускания и отражения $\hat{r}_n, \hat{t}_n$ на границе n-го и $(n+1)$-го слоев легко выражаются через матричные нормальные составляющие волновых векторов нейтронов $\hat{k}_n, \hat{k}_{n+1}$:

$$\hat{r}_n = (\hat{k}_n + \hat{k}_{n+1})^{-1}(\hat{k}_n - \hat{k}_{n+1}), \quad \hat{t}_n = (\hat{k}_n + \hat{k}_{n+1})^{-1}2\hat{k}_n, \qquad (10)$$

изящный способ вычисления которых с использованием алгебры спиновых матриц Паули дан в работе [15]:

*) Для случая мёссбауэровского зеркального отражения аналогичное решение для (4×4)-матричного экспоненциала было дано в [19].

$$\hat{k}_n = \frac{k_n^+ + k_n^-}{2} + \frac{k_n^+ - k_n^-}{2}\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}_n, \quad \mathbf{e}_n = \frac{\mathbf{B}_n}{|B_n|}, \tag{11}$$

где $k_n^{\pm}$ — собственные значения оператора $\hat{k}_n$ в слое n

$$k_n^{\pm} = \sqrt{k_{0z}^2 - \frac{2m}{\hbar}(V_{\text{nucl}} \pm |\mu B_n|)}. \tag{12}$$

Если χ_n и φ_n — полярный и азимутальный углы $\mathbf{B}_n$ в базисе собственных функций оператора спина нейтронов (ось квантования параллельна внешнему полю), то

$$\boldsymbol{\sigma}\mathbf{e}_n = \begin{pmatrix} \cos\chi_n & \sin\chi_n \exp(-i\varphi_n) \\ \sin\chi_n \exp(i\varphi_n) & -\cos\chi_n \end{pmatrix}. \tag{13}$$

Расчеты отражения по формулам (9)–(13) использовались нами для проверки компьютерных вычислений по формулам (6), (9).

Спин-флип отражение определяется недиагональными элементами матрицы отражения, и оно максимально, когда вектор намагниченности перпендикулярен внешнему магнитному полю. Таким образом, в системах «мягкий магнетик/жесткий магнетик» свой вклад в спин-флип отражение будет давать как слой мягкого, так и слой жесткого магнетика. Нас интересует информация о направлении вектора намагниченности в мягком магнетике, поэтому, чтобы увеличить вклад рассеяния в мягком магнетике в спин-флип отражение, мы попробуем увеличить плотность нейтронного потока в слое мягкого магнетика.

2. Усиление сигнала в волноводе

Рассмотрим систему из трех слоев: покрывающий слой с толщиной d_1, слой мягкого магнетика d_2 и жесткий магнетик в качестве подложки (рис. 2). В качестве покрывающего слоя выбран слой палладия, мягкий магнетик — слой изотопа железа ^{57}Fe, жесткий магнетик — сплав железа и платины. Подобная структура рассматривалась в работе [7].

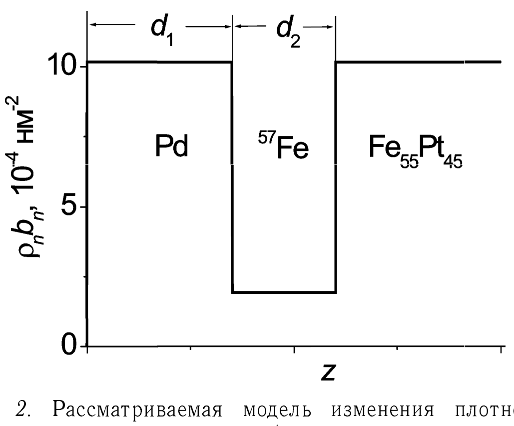

Рис. 2. Рассматриваемая модель изменения плотности длины рассеяния нейтронов (профиля ядерной плотности) в трехслойной структуре Pd/^{57}Fe (мягкий магнетик)/$Fe_{55}Pt_{45}$ (жесткий магнетик) с Pd покрытием

Поле в интересующем нас слое мягкого магнетика может быть записано в виде

$$\begin{aligned} |\psi_2\rangle &= e^{\hat{k}_2 z}|A_2\rangle + e^{-\hat{k}_2 z}|B_2\rangle, \\ |B_2\rangle &= e^{\hat{k}_2 z}\hat{R}_2 e^{\hat{k}_2 z}|A_2\rangle, \end{aligned} \tag{14}$$

где $|A_n\rangle$, $|B_n\rangle$ — спиноры, определенные на верхней границе n-го слоя. Матричные соотношения (14) слишком сложны для аналитического анализа возможности формирования волноводной моды. Предполагая, что слабое спин-флип рассеяние является малым возмущением, мы начнем рассмотрение в рамках скалярной теории (для коллинеарной магнитной структуры), а затем «подстроим» его численно для расчетов зеркального отражения со спин-флипом. Тогда волновая функция нейтронов и волновые векторы k_2 будут скалярами:

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2 z} + B_2 e^{-ik_2 z}. \tag{15}$$

Если определить скалярные амплитуды A_i, B_i на верхней поверхности, а коэффициенты многократного отражения R_i на нижней поверхности каждого слоя (т. е. $B_i = A_i e^{2ik_i d_2} R_i$), то из условия непрерывности суммарного поля на границах раздела получаем:

$$\begin{aligned} A_2 &= A_1 e^{ik_1 d_1}\frac{1+R_1}{1+R_2 e^{2ik_2 d_2}} = \\ &= A_1 e^{ik_1 d_1}\frac{1+r_{12}}{(1+r_{12}r_{23}e^{2ik_2 d_2})}, \end{aligned} \tag{16}$$

так как

$$R_1 = \frac{r_{12} + R_2 e^{2ik_2 d_2}}{1 + r_{12}R_2 e^{2ik_2 d_2}}, \quad R_2 = r_{23}, \tag{17}$$

а коэффициенты r_{ik} определяют амплитуды однократного френелевского отражения на границе раздела соответствующих слоев.

Для систем «мягкий магнетик/жесткий магнетик» свой вклад в спин-флип рассеяние будет давать как слой мягкого, так и слой жесткого магнетика, так как в обоих этих слоях присутствует неколлинеарная намагниченность. Для того чтобы исключить вклад от слоя жесткого магнетика и увеличить вклад от определенного участка слоя мягкого магнетика, рассмотрим условие образования нейтронной стоячей волны в слое мягкого магнетика с минимумом амплитуды суммарного поля вблизи слоя жесткого магнетика. Резонансное усиления волны в слое железа (максимум ампитуды A_2) можно получить, если занулить знаменатель в (16). В случае $|r_{23}| \approx 1$, $|r_{12}| \approx 1$ (в области полного отражения) это означает следующее условие для фаз нейтронных волн [8–10]:

$$\arg(r_{12}) + \arg(r_{23}) + 2\,\mathrm{Re}(k_2)d_2 = \pi(2n+1). \tag{18}$$

Так как $r_{12} = -r_{21}$, то можно заметить, что условие (18) есть условие того, что волны, многократно отраженные от верхней или нижней границы второго слоя, будут складываться в фазе (известное условие для волновода).

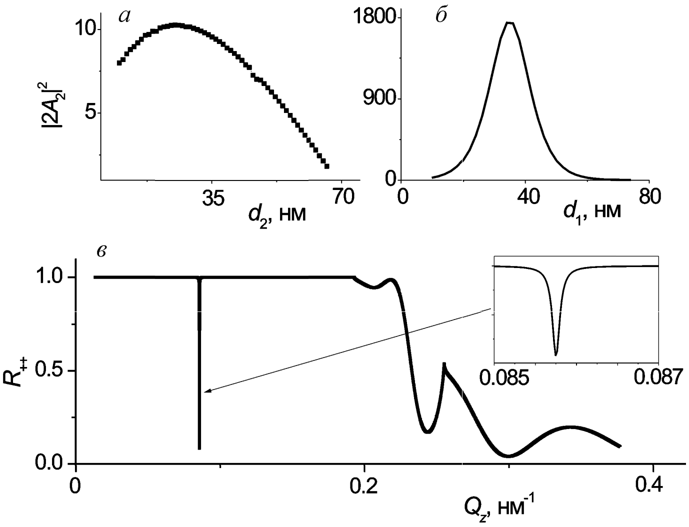

Рис. 3. (*а*) Зависимость максимума плотности нейтронов в слое мягкого магнетика от толщины слоя железа d_2 (при соблюдении условия резонансного усиления (18). (*б*) Зависимость максимума плотности нейтронов от толщины покрывающего слоя d_1 при оптимальной толщине слоя железа $d_2 = 25$ нм, найденной из рис. 2, *а*. (*в*) Коэффициент отражения нейтронов без спин-флипа R_{++} для оптимизированной системы Pd(35 нм)/^{57}Fe(25 нм)/$Fe_{55}Pt_{45}$ в функции переданного импульса Q_z. Провал на кривой отражения при $Q_z = 0.085$ нм$^{-1}$ соответствует возникновению волноводной моды для нейтронной волны в слое железа. На вставке представлен провал в увеличенном масштабе, его ширина $\sim 10^{-4}$ нм$^{-1}$

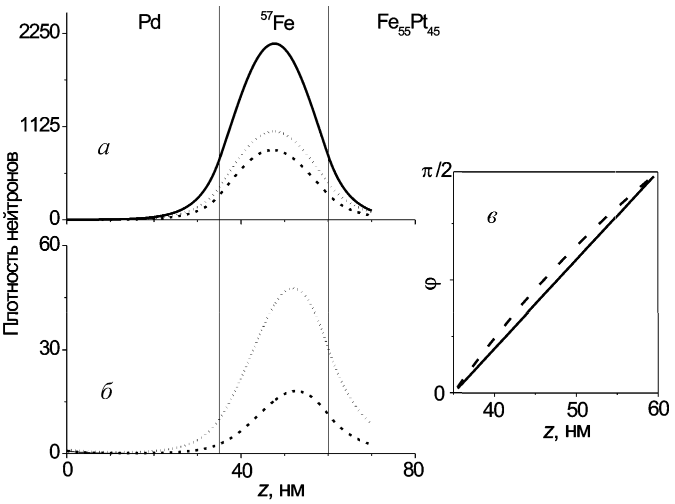

Рис. 4. Профиль стоячей нейтронной волны со спинами параллельными внешнему полю (*а*) и антипараллельными внешнему полю (*б*). Сплошная линия (*а*) для среды без вращения намагниченности в железе (отсутствие спин-флипа), штрихованная — стоячая волна для линейной модели вращения намагниченности в слое железа, пунктирная линия — стоячая волна для логарифмической модели. Расчеты для соответствующих Q_z, при которых на кривых отражения R_{++} возникает провал. (*в*) Законы изменения направления намагниченности $\varphi(z)$ с глубиной: сплошная линия — линейный закон, штриховая линия — логарифмический

В работе [11] показано, что величина $|A_2|$ при соблюдении условия (18) меняется немонотонным образом в зависимости от толщин слоев d_1 и d_2, что позволяет произвести настройку системы на максимально возможную амплитуду волны в слое железа (рис. 3, *а,б*). Возникновению волноводного увеличения плотности нейтронов в слое железа соответствует глубокий провал на кривой зеркального отражения — рис. 3, *в*. Действительно, непосредственный расчет обнаруживает увеличение плотности нейтронов в середине слоя железа почти в 2500 раз для оптимизированной структуры и соответствующего (18) Q_z (рис. 4). Очевидно, что основной вклад в спин-флип сигнал будет давать та часть слоя железа, в которой плотность нейтронов максимальна, то есть середина слоя железа. Однако волноводный режим возникает в результате очень тонкой резонансной подстройки амплитуд и фаз многократно переотраженных волн, поэтому можно ожидать, что при возникновении неколлинеарного упорядочения намагниченности и возникновении спин-флип канала отражения этот режим может разрушиться.

3. Модельные расчеты коэффициента отражения для различных моделей поворота вектора намагниченности

Для выявления волноводного решения при наличии спин-флипа был рассчитан коэффициент отражения поляризованных нейтронов без спин-флипа в функции Q_z, глубокий минимум на которой должен был соответствовать искомому решению. Оказалось, что при наличии спин-флипа положение провала смещается, подобный эффект был также обнаружен в [10]. Однако волноводное усиление поля для смещенного Q_z сохраняется, хотя и в ослабленном виде.

Для модельных расчетов было выбрано два закона изменения намагниченности $\varphi(z)$ (см рис. 4, *в*): линейный, когда намагниченность равномерно поворачивается от параллельного внешнему полю направления вблизи поверхности до перпендикулярного около подложки, и логарифмический $\varphi(z) = A\ln(z) + C$. Такого изменения можно ожидать при достаточно сильном внешнем поле, когда

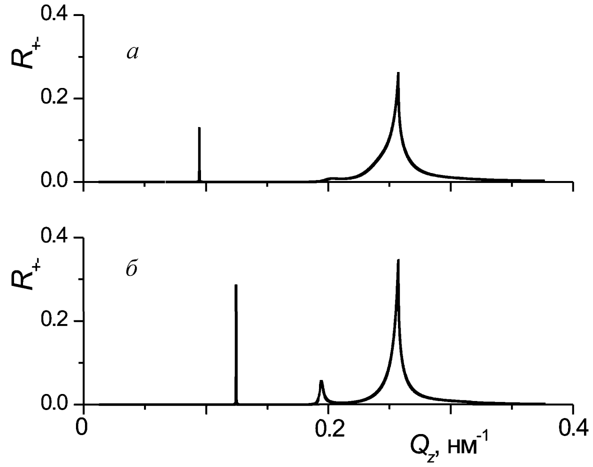

Рис. 5. Кривые спин-флип отражения поляризованных нейтронов R_{+-} для структур с различными моделями вращения намагниченностей в слое мягкого магнетика: (*а*) линейный закон; (*б*) логарифмическим закон

намагниченность в слое железа выстроена преимущественно параллельно внешнему магнитному полю [12, 13]. На рис. 4, *а,б* показано, как меняется плотность нейтронов в слое мягкого магнетика при включении внешнего магнитного поля, перпендикулярного направлению намагниченности подложки. Видно, что при появлении спирального закручивания намагниченности в слое мягкого магнетика амплитуда стоячей нейтронной волны существенно уменьшается, однако резонансное усиление по-прежнему достаточно велико.

Существенно, что именно положение провала на кривой отражения для отражения без спин-флипа и соответствующего максимума на кривой отражения со спин-флипом может характеризовать тип изменения намагниченности с глубиной (рис. 5).

Заключение

Трудность исследования систем «мягкий магнетик/жесткий магнетик» при помощи поляризованных нейтронов заключается в том, что свой вклад в спин-флип отражение дает как слой мягкого, так и слой жесткого магнетика. Этой трудности можно избежать, если возбудить в слое мягкого магнетика волноводную моду. Проведенные на основе общей теории отражения расчеты показали, что волноводный режим распространения нейтронных волн в исследуемых системах может существовать и при наличии спин-флипа, несколько видоизменяясь. Этот канал рассеяния чрезвычайно чувствителен к различным моделям магнитного упорядочения в слое мягкого магнетика и может использоваться для исследований параметров обменного взаимодействия как альтернатива экспериментам с резонансными тестовыми монослоями.

Работа поддержана грантами РФФИ № 01-02-17541 и № 03-02-17168. Авторы выражают признательность В. Л. Аксенову, Ю. В. Никитенко и В. К. Игнатовичу за полезное обсуждение проблемы.

Литература

1. *Kortright J.B., Awschalom D.D., Stöhr J.* et al. // JMMM. 1999. **207**. P. 7.
2. *Irkaev S.M., Andreeva M.A., Semenov V.G.* et al. // Nuclear Instrum. and Methods in Phys. Res. 1993. **B74**. P. 545; 1995. **B103**. P. 351.
3. *Andreeva M.A., Semenov V.G., Häggström L.* et al. // Hyperfine interactions. 2001. **136/137**. P. 687.
4. *Zabel H.* // Physica B. 1994. **198**. P. 156.
5. *Majkrzak C.F.* // Physica B. 1996. **221**. P. 342.
6. *Shinjo T., Keune W.* // J. Magn. and Magn. Mater. 1999. **200**. P. 598.
7. *Röhlsberger R., Thomas H., Schlage K.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 237201.
8. *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V.* // Physica B. 2001. **297**. P. 101.
9. *Аксенов В.Л., Никитенко Ю.В., Кожевников С.В.* и др. // Поверхность. 2000. **8**. С. 10.
10. *Никитенко Ю.В.* Стоячие нейтронные волны. Рабочее совещание по исследованию слоистых магнитных структур. Будапешт, 2001; *Aksenov V.L., Nikitenko Yu.V.* ICNS 2001. Munich 2001. Abstract book. P. 87, A-242.
11. *Бушуев В.А., Орешко А.П.* Материалы совещания "Рентгеновская оптика-2003". Институт физики микроструктур РАН. Н. Новгород, 2003. С. 45.
12. *Fullerton E.E., Jiang J.S., Grimsditch M.* et al. // Phys. Rev. B. 1998. **58**. P. 12193.
13. *Camley R.E.* // Phys. Rev. B. 1987. **35**. P. 3608.
14. *O'Donovan K.V., Borchers J.A., Majkrzak C.F.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **88**. P. 067201-1.
15. *Pleshanov N.K.* // Z. Phys. B. 1994. **94**. P. 233.
16. *Radu F., Ignatovich V.K.* // Physica B. 2001. **267–268**. P. 175.
17. *Rühm A., Toperverg B.P., Dosch H.* // Phys. Rev. B. 1999. **60**. P. 16073.
18. *Parrat L.G.* // Phys. Rev. 1954. **95**, N 2. P. 359.
19. *Андреева М.А., Росете К.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. **27(3)**. С. 57.

Поступила в редакцию
15.09.03