

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 75.30.Ds, 75.30.Gw, 75.40.Gb, 75.70.Cn

Влияние структуры межслойных границ на спектр спиновых волн в магнетонном кристалле

А. Н. Кучко, В. С. Ткаченко

*Донецкий национальный университет,
ул. Университетская, 24,
83000 Донецк, Украина*

Проведено рассмотрение спектра обменных спиновых волн в мультислойном магнетонном материале с периодически модулированной величиной константы одноосной анизотропии (магнетонном кристалле) с конечной толщиной межслойных границ. Предложена модель с линейным распределением величины анизотропии в переходном слое. Найдена зависимость ширины запрещенных зон в спектре от отношения толщины переходного слоя к периоду мультислойного материала. Проведено обсуждение влияния характера распределения параметров материала в переходном слое на спектр спиновых волн.

Проведено розгляд спектра обмінних спінових хвиль у мультишаровому магнетонному матеріалі з періодично модульованою величиною константи одновісної анізотропії (магнетонному кристалі) із скінченою товщиною міжшарових меж. Запропоновано модель з лінійним розподілом величини анізотропії в перехідному шарі. Знайдено залежність ширини заборонених зон у спектрі від відношення товщини перехідного шару до періоду мультишарового матеріалу. Проведено обговорення впливу характеру розподілу параметрів матеріалу в перехідному шарі на спектр спінових хвиль.

Consideration of a spectrum of exchange spin waves in a multilayer magnetic material with periodically modulated magnitude of a constant of uniaxial anisotropy (i.e. in a magnon crystal) with finite thickness of interlaminar boundaries is carried out. The model with linear distribution of magnitude of anisotropy in a transition layer is offered. Dependence of width of the forbidden bands in a spectrum on the relation of thickness of a transition layer to the period of a multilayer material is obtained. Influence of character of distribution of parameters of a material in a transition layer on a spectrum of spin waves is discussed.

Ключевые слова: межслойные границы, магнетонный кристалл, спектр

спиновых волн.

(Получено 26 мая 2005 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение магнетонных кристаллов (МК) — многослойных магнитных материалов с искусственно созданной трансляционной симметрией — спин-волнового аналога фотонных и фононных кристаллов [1] — представляет интерес в связи с идеей использования распространяющихся в них спиновых волн (СВ) как носителей информации. Наличие в спектре СВ такого материала запрещенных зон позволяет эффективно управлять их распространением.

Спектры СВ в МК в приближении бесконечно тонких межслойных границ изучены достаточно хорошо [2–8]. Сейчас акцент в изучении мультислойных магнетиков смещается от идеальных структур к моделям, все более близким к реальным. В частности, в работах [9, 10] проведен расчет модификации спектра и затухания СВ, обусловленный неоднородностями периода структуры, а в [11] рассмотрена локализация спин-волновых мод на одиночном дефекте. В [12] рассмотрено влияние модуляции параметра магнитной вязкости на характер распространения и затухания СВ.

В последнее время все больший интерес исследователей привлекают явления, обусловленные конечностью толщин переходных границ [3, 13–15]. В этих работах рассмотрены СВ в мультислойных магнетиках с размытыми межслойными границами в отсутствие затухания. При этом, в частности, обнаружено, что спектр СВ, а также коэффициенты отражения и пропускания СВ существенно зависят от толщины межслойных границ. Такая «неидеальность» границ может быть обусловлена, в частности, технологией приготовления мультислойных магнетиков. Те же механизмы, которые отвечают за размытость межслойных границ, могут повлечь за собой и неоднородность распределения магнитной вязкости в пределах «основных» слоев мультислойного материала, которая может оказаться сосредоточенной либо в толще «основных» слоев, либо в области межслойных границ, что влечет за собой образование дополнительных («переходных») слоев в мультислойном магнетике. Особенности спектра СВ в таком материале были рассмотрены в [16, 17].

В работах [13–15] мультислойный материал с размытыми границами рассматривался как магнетик с периодически модулированной величиной константы одноосной анизотропии. Была предложена модель, в которой модуляция анизотропии пропорциональна эллиптическому синусу Якоби. В зависимости от величины модуля эта функция может описывать как предельные

случаи прямоугольного и синусоидального профилей, так и все промежуточные значения, что позволяет проанализировать влияние толщины переходных границ на спектр СВ. К сожалению, предложенный вид модуляции не позволяет найти точное решение уравнений динамики намагниченности и допускает решения только в рамках теории возмущений при малой модуляции. В этой связи представляется целесообразным рассмотреть влияние размытости межслойных границ при таких модельных распределениях в межслойной границе, которые допускают точные решения, что позволит проанализировать влияние конечности толщины переходных границ на процессы распространения СВ при произвольной глубине модуляции анизотропии. Теория распространения волн различной природы в неоднородных средах, допускающих точные решения волнового уравнения, изучены достаточно хорошо [18, 19]. В данной работе рассматривается модель с линейным распределением величины анизотропии в переходном слое.

2. МОДЕЛЬ МАТЕРИАЛА, УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассмотрим идеальный (без магнитной вязкости) МК, представляющий собой неограниченную в пространстве систему чередующихся однородных магнитных слоев равной толщины d , характеризующихся различными величинами константы одноосной анизотропии в каждом слое β_- и β_+ . Будем предполагать, что «основные» слои МК разделены «переходными» областями толщиной δ , в которых величина константы одноосной анизотропии меняется линейно от значения β_- до β_+ . Выберем в качестве оси z направление, перпендикулярное к плоскости слоев.

Таким образом, координатная зависимость анизотропии задается формулой

$$\beta(z) = \begin{cases} \beta_1 = \beta_-, & 0 + nL < z < z_1 + nL, \\ \beta_2 = \beta_- + \Delta\beta \frac{z - z_1}{z_2 - z_1}, & z_1 + nL < z < z_2 + nL, \\ \beta_3 = \beta_+, & z_2 + nL < z < z_3 + nL, \\ \beta_4 = \beta_+ - \Delta\beta \frac{z - z_3}{z_4 - z_3}, & z_3 + nL < z < z_4 + nL, \end{cases} \quad (1)$$

где $\Delta\beta = \beta_+ - \beta_-$; z_j ($j = 1, \dots, 4$) — координаты границ раздела сло-

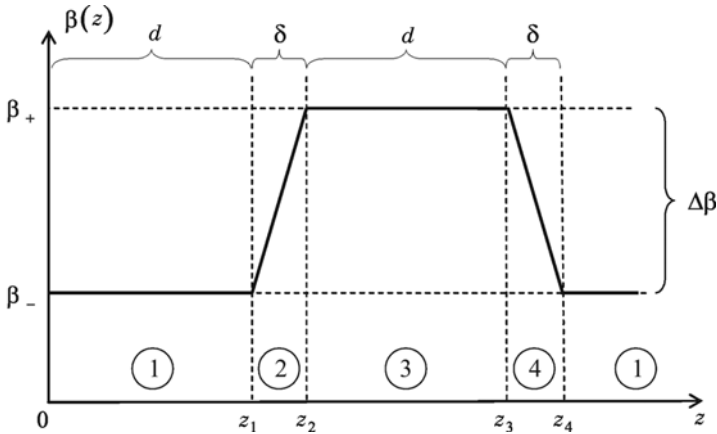


Рис. 1. Координатная зависимость распределения величины анизотропии в одном периоде МК, состоящего из неограниченного количества последовательно чередующихся слоев типа ...-1-2-3-4-1-2-3-4-....

ев ($z_1 = d$, $z_2 = d + \delta$, $z_3 = 2d + \delta$, $z_4 = 2d + 2\delta$); $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; L — период МК. График зависимости $\beta(z)$ изображен на рис. 1.

Направление оси легкого намагничивания, которое будем задавать перпендикулярным к плоскости слоев МК единичным вектором \vec{n} , а также все остальные параметры материала (величина обменного взаимодействия α , гиромангнитное отношение g , намагниченность насыщения материала M_0) не изменяются от слоя к слою и являются постоянными величинами.

Для описания динамики магнитного момента $\vec{M}(\vec{r}, t)$ воспользуемся уравнением Ландау–Лифшица [20]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -g \left[\vec{M} \times \left\{ \left(\vec{H} + \vec{H}_m + \beta (\vec{M} \vec{n}) \vec{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \left(\alpha \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{r}} \right) \right\} \right], \quad (2)$$

где H — направленное вдоль основного состояния — однородного намагничивания вдоль \vec{n} — внешнее магнитное поле; \vec{H}_m — магнитостатическое поле, определяемое решениями уравнения магнитостатики $\text{rot}(\vec{H}_m) = 0$, $\text{div}(\vec{H}_m + 4\pi \vec{M}) = 0$.

Рассмотрим малые отклонения \vec{m}_j намагниченности в отдельном слое ($j = 1, \dots, 4$) от основного состояния. Для этого представим распределение намагниченности в виде

$$\vec{M}_j(\vec{r}, t) = \vec{n} M_0 + \vec{m}_j(\vec{r}, t), \quad |\vec{m}_j| \ll M_0. \quad (3)$$

Решение уравнений магнитостатики в j -м слое с учетом выбранной геометрии в этом случае можно записать в виде $\vec{H}_m = -4\pi \vec{m}_j$.

Проводя далее линеаризацию уравнения (2) с учетом разложения (3) и постоянства длины вектора намагниченности в слоях $[\vec{M}_j(\vec{r}, t)]^2 = M_0^2$, переходя к временным фурье-компонентам $\vec{m}_j(\vec{r}, t) = \vec{m}_j \exp\{i\omega t\}$ и вводя переменную $\mu = m_x + im_y$, получаем следующее уравнение, описывающее распространение СВ в каждом из слоев МК:

$$\frac{d^2\mu_j(z)}{dz^2} + k_j^2(z)\mu_j(z) = 0, \quad j = 1, \dots, 4. \quad (4)$$

Здесь $k_j(z) = \sqrt{\Omega - h - \beta_j(z)}/\alpha$; $\Omega = \omega/gM_0$; $h = H/M_0 - 4\pi$.

На границах раздела «основных» и «переходных» слоев (z_j — координата границы раздела) решения уравнений (4) в каждом слое должны удовлетворять граничным условиям, которые в обменном пределе [8, 21–23] имеют вид

$$\mu_j|_{z_j} = \mu_{j+1}|_{z_j}, \quad \left. \frac{\partial \mu_j}{\partial z} \right|_{z_j} = \left. \frac{\partial \mu_{j+1}}{\partial z} \right|_{z_j}, \quad j = 1, \dots, 3. \quad (5)$$

Физический смысл первого из них состоит в том, что в режиме доминирующего обменного взаимодействия между слоями намагниченности по разные стороны межслойной границы параллельны. Второе условие обеспечивает непрерывность нормальной к границе компоненты вектора плотности потока энергии [20].

Кроме того, решение (4) должно удовлетворять условию периодичности, т.е. величины намагниченности \vec{m}_j на границах периода $z = 0$ и $z = z_4 = L$ могут отличаться только на фазовый множитель [24]

$$\mu(0) = e^{iKL}\mu(L), \quad (6)$$

где K — квазиволновое число.

Для первого ($0 < z < z_1$) и третьего ($z_2 < z < z_3$) слоев решение уравнения (4) имеет вид плоских волн:

$$\mu_1(z) = \mu_1^+ e^{+ik_1 z} + \mu_1^- e^{-ik_1 z}, \quad (7)$$

$$\mu_3(z) = \mu_3^+ e^{+ik_3 z} + \mu_3^- e^{-ik_3 z}. \quad (8)$$

В области второго ($z_1 < z < z_2$) слоя k_2^2 линейно зависит от z . При введении независимой переменной

$$\zeta_2(z) = -\frac{\ell^2}{\alpha}(\Omega - h - \beta_-) + \frac{z_1 + z}{\ell},$$

где $\ell = (\delta\alpha/\Delta\beta)^{1/3}$, уравнение (4) сводится к уравнению Эйри

$$\mu_2''(\zeta_2) = \zeta_2 \mu(\zeta_2),$$

общее решение которого имеет вид [25]

$$\mu_2(\zeta_2) = \mu_2^+ Ai(\zeta_2) + \mu_2^- Bi(\zeta_2),$$

где Ai и Bi — функции Эйри.

Для четвертого слоя ($z_3 < z < z_4$) аналогично получаем

$$\zeta_4(z) = -\frac{\ell^2}{\alpha}(\Omega - h - \beta_+) + \frac{z_3 - z}{\ell}, \quad \mu_4(\zeta_4) = \mu_4^+ Ai(\zeta_4) + \mu_4^- Bi(\zeta_4).$$

Для нахождения спектра СВ воспользуемся методом матриц перехода [24, 26]. Введем двухкомпонентный вектор-столбец

$$U(z) = \begin{pmatrix} \mu(z) \\ \sigma(z) \end{pmatrix}, \quad \sigma(z) = \frac{d\mu(z)}{dz}. \quad (9)$$

Для первого слоя из (7) получим

$$\sigma(z) = ik_1(\mu_1^+ e^{+ik_1 z} - \mu_1^- e^{-ik_1 z}). \quad (10)$$

Выражая из (7), (10) постоянные μ_1^+ и μ_1^- через значения $U(0)$ и подставляя в соотношения (7) и (10), получаем в матричном виде

$$U(z) = \begin{pmatrix} \cos(k_1 z) & k_1^{-1} \sin(k_1 z) \\ -k_1 \sin(k_1 z) & \cos(k_1 z) \end{pmatrix} U(0). \quad (11)$$

Выражение (11) позволяет связать значения намагниченности и ее производной в начале слоя с их значениями в конце слоя с помощью так называемой матрицы перехода

$$U(0) = M_1 U(z_1), \quad M_1 = \begin{pmatrix} \cos(k_1 d) & -k_1 \sin(k_1 d) \\ k_1^{-1} \sin(k_1 d) & \cos(k_1 d) \end{pmatrix}.$$

Для третьего слоя из (8) с учетом (9) аналогичным образом получаем

$$U(z_2) = M_3 U(z_3), \quad M_3 = \begin{pmatrix} \cos(k_3 d) & -k_3 \sin(k_3 d) \\ k_3^{-1} \sin(k_3 d) & \cos(k_3 d) \end{pmatrix}.$$

Запишем матрицы перехода для второго и четвертого слоев:

$$U(z_1) = M_2 U(z_2), \quad U(z_3) = M_4 U(z_4).$$

Здесь $M_i = \begin{pmatrix} P_i & Q_i \ell \\ -P_i' \ell^{-1} & Q_i' \end{pmatrix}$, а

$$P_i = \Gamma(1/3) \mathfrak{Z}^{-1/3} [Ai(\zeta) \mathfrak{Z}^{1/2} - Bi(\zeta)] \Big|_{\zeta=\zeta_i(z_i)} ;$$

$$Q_i = \Gamma(2/3) \mathfrak{Z}^{-1/2} [Ai(\zeta) \mathfrak{Z}^{1/3} - Bi(\zeta)] \Big|_{\zeta=\zeta_i(z_i)} ;$$

$$P_i' = \Gamma(1/3) \mathfrak{Z}^{-1/3} [dAi(\zeta)/d\zeta \mathfrak{Z}^{1/2} - dBi(\zeta)/d\zeta] \Big|_{\zeta=\zeta_i(z_i)} ;$$

$$Q_i' = \Gamma(2/3) \mathfrak{Z}^{-1/2} [dAi(\zeta)/d\zeta \mathfrak{Z}^{1/3} - dBi(\zeta)/d\zeta] \Big|_{\zeta=\zeta_i(z_i)} .$$

В силу граничных условий (5) вектор $U(z)$ должен быть непрерывен на границе раздела слоев. Следовательно, значения в начале и конце периода должны быть связаны соотношением

$$U(0) = MU(L), \text{ где } M = \prod_{j=1}^4 M_j \text{ — матрица перехода одного периода структуры.}$$

Определим собственные числа λ этой матрицы, соответствующие собственным векторам $U(0)$:

$$\lambda U(0) = MU(0). \tag{12}$$

Выражение (12) совпадает с условием периодичности (6), если считать, что

$$\lambda = e^{iKL}. \tag{13}$$

Уравнение для собственных чисел λ имеет вид

$$\lambda^2 + 2\lambda \tilde{M} + 1 = 0, \tag{14}$$

где

$$\begin{aligned} 2\tilde{M} = & \left\{ \begin{aligned} & \left[\cos(k_1 d) P_2 + (\ell k_1)^{-1} \sin(k_1 d) P_2' \right] \cos(k_3 d) + \\ & + \left[\cos(k_1 d) Q_2 - (\ell k_1)^{-1} \sin(k_1 d) Q_2' \right] \ell k_3 \sin(k_3 d) \end{aligned} \right\} P_4 + \\ & + \left\{ \begin{aligned} & \left[\cos(k_1 d) Q_2 - (\ell k_1)^{-1} \sin(k_1 d) Q_2' \right] \cos(k_3 d) - \\ & - \left[\cos(k_1 d) P_2 + (\ell k_1)^{-1} \sin(k_1 d) P_2' \right] (\ell k_3)^{-1} \sin(k_3 d) \end{aligned} \right\} P_4' - \end{aligned}$$

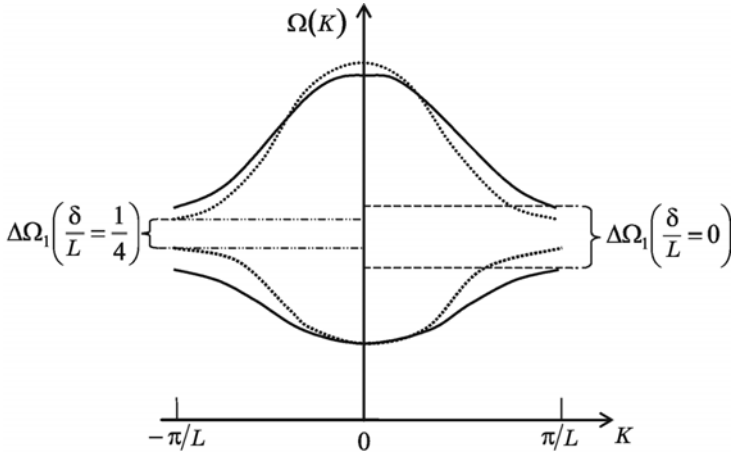


Рис. 2. Две первые ветки спектра СВ МК при различных значениях толщины переходных слоев ($\beta_- = 2, 0$; $\Delta\beta = 1, 2$; $h = 0$).

$$\begin{aligned}
 & - \left\{ \begin{aligned} & \left[\ell k_1 \sin(k_1 d) P_2 - \cos(k_1 d) P_2' \right] \cos(k_3 d) + \\ & \left[\ell k_1 \sin(k_1 d) Q_2 + \cos(k_1 d) Q_2' \right] \ell k_3 \sin(k_3 d) \end{aligned} \right\} Q_4 + \\
 & + \left\{ \begin{aligned} & \left[\ell k_1 \sin(k_1 d) Q_2 + \cos(k_1 d) Q_2' \right] \cos(k_3 d) - \\ & - \left[\ell k_1 \sin(k_1 d) P_2 - \cos(k_1 d) P_2' \right] (\ell k_3)^{-1} \sin(k_3 d) \end{aligned} \right\} Q_4'.
 \end{aligned}$$

Находя решение уравнения (14) и подставляя его в (13), находим выражение для спектра СВ в МК

$$\cos(KL) = -\tilde{M}. \quad (15)$$

Вычисленная по формуле (15) зависимость $\Omega(K)$ (рис. 2) имеет зонный характер с разрывами на границах зон Бриллюэна, которые определяются соотношением $KL = \pi \pm 2\pi n$. Величина скачка частоты на границе n -й зоны Бриллюэна — ширина n -й запрещенной зоны $\Omega_n(K)$ определена численно. График зависимости ширины трех первых запрещенных зон от величины размытости межслойных границ приведен на рис. 3. При $\delta = 0$ размеры запрещенных зон совпадают с размерами соответствующих зон в модели Кронига–Пенни — модели, описывающей МК с бесконечно тонкими межслойными границами, и в модели, предложенной в [13]. Как видно из рисунка, размеры всех зон убывают с ростом толщины переходного слоя, что качественно согласуется с результатами работ [13, 15]. Графики зависимости ширины первой запрещенной зоны от величины размытости межслойных границ

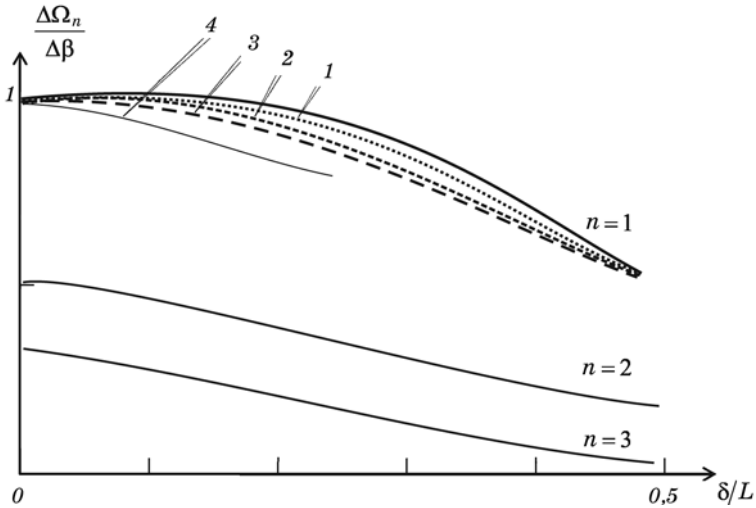


Рис. 3. Зависимость ширины n -й запрещенной зоны от величины размытости межслойных границ для трех первых зон Бриллюэна (сплошные линии) ($\beta_- = 2,0$; $\Delta\beta = 1,2$; $h = 0$). Зависимость ширины первой запрещенной зоны, вычисленная при различных значениях глубины модуляции анизотропии: 1 — $\Delta\beta = 0,8$; 2 — $\Delta\beta = 0,4$; 3 — $\Delta\beta = 0,1$; 4 — зависимость, вычисленная в работах [13, 15].

вычислены также при различных значениях глубины модуляции анизотропии (линии 1–3 на рис. 3). На этом же рисунке приведен соответствующий график, вычисленный по результатам работ [13, 15] для модели, в которой модуляция анизотропии пропорциональна эллиптическому синусу Якоби.

Как видно из рисунка, вид профиля распределения анизотропии в переходном слое заметно сказывается на спектральных свойствах магнетонного кристалла только для толстых переходных слоев. Для тонких переходных слоев различие в ширине первой запрещенной зоны для двух рассматриваемых профилей достаточно мало. Аналогичная ситуация имеет место и для третьей запрещенной зоны. Таким образом, методика определения толщины межслойной границы на основании спектральных измерений размеров первой и третьей запрещенных зон, предложенная в работах [13, 15], слабо чувствительна к профилю распределения анизотропии в переходном слое для тонких межслойных границ. Для толстых межслойных границ нельзя делать вывод о их толщине без уточнения структуры границы — координатной зависимости величины одноосной анизотропии в переходном слое и выбора соответствующей модели.

На рис. 4 приведен график зависимости ширины первой запрещенной зоны от глубины модуляции анизотропии при задан-

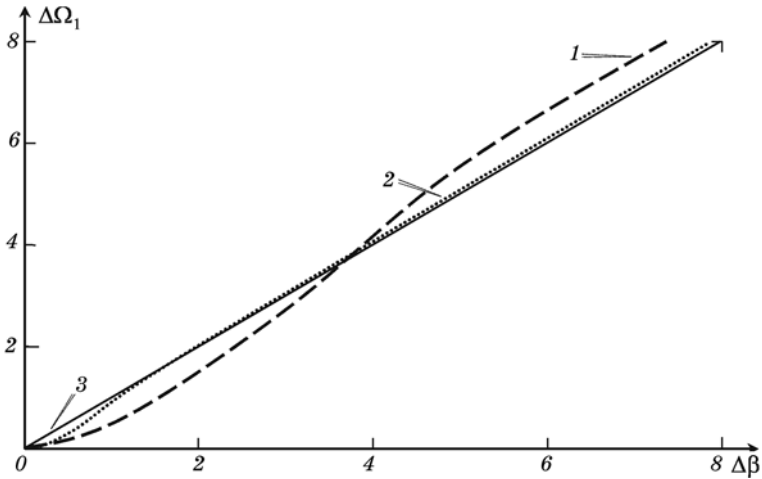


Рис. 4. Зависимость ширины первой запрещенной зоны от глубины модуляции анизотропии при различных значениях размытости межслойных границ ($\beta_- = 2, 0$; $h = 0$): 1 — $\delta/L = 0,25$; 2 — $\delta/L = 0,02$; 3 — $\delta/L = 0$.

ной величине размытости переходного слоя. Как видно из рисунка, при достаточно глубокой модуляции анизотропии данная функциональная зависимость линейна (как и в модели Кронига–Пенни), а конечность толщины переходного слоя приводит к увеличению ширины запрещенного слоя.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. И. Горобцу и В. А. Игнатченко за полезные замечания.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Косевич, *Письма в ЖЭТФ*, **74**: 633 (2001).
2. R. P. Stapele, F. J. A. M. Greidanus, and J. W. Smits, *J. Appl. Phys.*, **57**: 1282 (1985).
3. Ю. И. Горобец, А. Е. Зюбанов, А. Н. Кучко, К. Д. Шеджури, *ФТТ*, **34**: 1486 (1992).
4. К. Ю. Гуслиенко, *ФТТ*, **37**: 1603 (1995).
5. M. Krawczyk, J.-C. Lévy, D. Mercier, and H. Puzskarski, *Phys. Lett. A*, **282**: 186 (2001).
6. M. Krawczyk, H. Puzskarski, J.-C. S. Lévy, and D. Mercier, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **15**: 2449 (2003).
7. V. V. Kruglyak and A. N. Kuchko, *Physica B*, **339**: 130 (2003).
8. В. В. Кругляк, А. Н. Кучко, В. И. Финохин, *ФТТ*, **46**: 842 (2004).
9. В. А. Игнатченко, Ю. И. Маньков, А. В. Поздняков, *ЖЭТФ*, **116**: 1335 (1999).
10. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **11**: 2773 (1999).

11. Ю. В. Гуляев, С. А. Никитов, *Доклады РАН*, **380**: 469 (2001).
12. В. В. Кругляк, А. Н. Кучко, *ФММ*, **92**: 3 (2001).
13. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B*, **62**: 2181 (2000).
14. V. A. Ignatchenko, Yu. I. Mankov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B*, **65**: 024207 (2001).
15. В. А. Игнатченко, О. Н. Лалетин, *ФТТ*, **46**: 2217 (2004).
16. В. В. Кругляк, А. Н. Кучко, *ФММ*, **93**: 15 (2002).
17. V. V. Kruglyak and A. N. Kuchko, *ЖММ*, **272–276**: 302 (2004).
18. Л. М. Бреховских, О. А. Годин, *Акустика сплошных сред* (Москва: Наука: 1989).
19. А. Б. Шварцбург, *УФН*, **170**: 1297 (2000).
20. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Москва: Наука: 1967).
21. А. М. Зюзин, С. Н. Сабаев, В. В. Радайкин, А. В. Куляпин, *ФТТ*, **44**: 893 (2002).
22. J. F. Cochran and B. Heinrich, *Phys. Rev. B*, **45**: 13096 (1992).
23. D. L. Mills, *Phys. Rev. B*, **45**: 13100 (1992).
24. Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов, *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (Москва: Наука: 1989).
25. *Справочник по специальным функциям* (Москва: Наука: 1979).
26. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики* (Москва: Наука: 1973).