

05,13

## Подавление обменных спиновых волн в пленке с частичным магнитным покрытием

© В.Д. Пойманов

Институт синтетических полимерных материалов им. Н.С. Ениколопова РАН,  
Москва, Россия

E-mail: v.poymanov@ispm.ru

Поступила в Редакцию 9 августа 2023 г.

В окончательной редакции 28 сентября 2023 г.

Принята к публикации 29 сентября 2023 г.

Рассмотрено рассеяние обменной спиновой волны в системе, состоящей из неограниченной магнитной пленки и расположенного над ней тонкого магнитного слоя в виде полоски конечной или бесконечной ширины. Показано, что основным механизмом затухания является возбуждение антиларморовской прецессии в полоске при антиферромагнитном взаимодействии с намагниченностью пленки, которой соответствует эванесцентная спиновая волна. Получены коэффициенты рассеяния и распределение поля обменной спиновой волны вдоль пленки.

**Ключевые слова:** магнетонный волновод, киральность прецессии намагниченности, эванесцентные спиновые волны, косвенное обменное взаимодействие (RKKY), отражение и прохождение обменных спиновых волн.

DOI: 10.61011/FTT.2023.11.56547.176

### 1. Введение

К настоящему времени в области магноники накоплен большой теоретический и экспериментальный опыт в изучении свойств спиновых волн (СВ) как потенциальных носителей сигналов. В частности, в [1] описаны основные логические модули, реализуемые с их помощью, в которых управляющий элемент в виде магнитной полоски ориентирован перпендикулярно волноводу. Киральная связь между СВ, распространяющимися в обменно- или дипольно-связанных пленках или антеннах может быть использована для управления амплитудами и сдвигом фазы СВ в киральных магнетонных резонаторах. Такие резонаторы могут служить как базовыми элементами для магнетонных вентилях, фазовращателей и др. [2,3], так и в качестве модулей для нейронных сетей из-за наличия нелинейного отклика при резонансном возбуждении СВ [4].

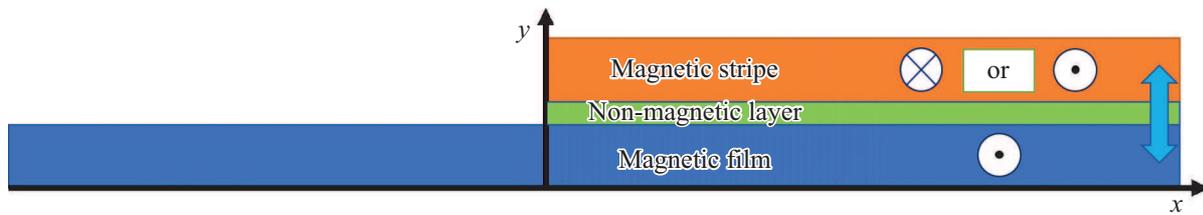
При описании волновых процессов при распространении СВ существенна их киральность, определяющая направление прецессии намагниченности. Как следует из уравнения динамики изолированного магнитного момента, оно однозначно определяется внешним магнитным полем. Обменное взаимодействие может изменить знак эффективного поля, и прецессия станет антиларморовской с мнимым волновым числом, а соответствующая СВ — эванесцентной [5]. Поэтому при формировании потенциального рельефа для СВ взаимодействие спинов пленки и полоски обменной или магнитодипольной природы может быть использовано в качестве „потенциального барьера“ [6]. Характер межслойного обменного взаимодействия может быть как ферромагнитным, так и

антиферромагнитным в зависимости от толщины немагнитной прослойки [7].

В существующей „шкале спиновых волн“ принято выделять два диапазона. Первый — диапазон сравнительно длинных магнитодипольных волн (порядка 10 мкм), математическое описание которых усложняется из-за нелокального характера магнитодипольного взаимодействия. Такие волны, однако, находят практическое применение уже достаточно давно [8–10]. Второй — диапазон СВ, где наиболее существенно обменное взаимодействие (0.1 мкм и короче). Его использование в устройствах терагерцевого диапазона просматривается как недалекая перспектива и открывает возможности миниатюризации магнетонных устройств. В последнее время наряду с магнитодипольными и обменными волнами выделяют также диапазон обменодипольных волн (0.1–10 мкм), в которых оба взаимодействия вносят вклад одного порядка [11].

В недавней работе [12] экспериментально исследовалось рассеяние обменодипольных СВ в пленке железиттриевого граната с нанесенной на нее магнитной полоской из кобальта и обнаружены возможности их модуляции с помощью как внешнего поля, так и выбора геометрии. Практическая реализация такого устройства кажется более простой по сравнению с пленками из граничащих по кромке магнитных материалов, описанных в [13,14]. Последние удобны тем, что в них можно легко возбуждать СВ при воздействии на границу раздела однородным полем накачки [15].

Управление равновесной намагниченностью позволяет получать волноводы с неважными свойствами [16], которые наиболее выражены в геометрии Деймона–Эшбаха [17]. Однако существенно, что такие свойства



**Рис. 1.** Геометрия задачи. Над неограниченной пленкой расположена магнитная полоска, разделенные тонкой немагнитной прослойкой. В зависимости от толщины прослойки обменное взаимодействие с полоской носит либо ферромагнитный, либо антиферромагнитный характер.

можно наблюдать лишь в многослойных (в частности — двухслойных) структурах, либо в магнитных кристаллах [18], поскольку равновесные намагниченности в слоях могут выбираться произвольным образом.

В настоящей работе построена теоретическая модель распространения и рассеяния СВ обменного диапазона в тонкой пленке, на которую нанесена тонкая магнитная полоска. Полученные результаты качественно справедливы и для более длинных обменнодипольных СВ.

## 2. Модель и постановка задачи

Тонкая магнитная пленка расположена параллельно в плоскости  $zx$  ( $a$ ). Над ней находится тонкая полубесконечная магнитная полоска ( $b$ ), занимающая область  $x > 0$ . Нормаль к слоям параллельна оси  $y$ , а направление распространения обменной СВ выбрано вдоль оси  $x$ .

Предполагается, что компоненты структуры разделены тонкой немагнитной прослойкой, а их спины взаимодействуют обменно. При этом, как отмечалось выше, константа межслойного обменного взаимодействия в зависимости от толщины прослойки может быть как положительной, так и отрицательной, из-за чего взаимная равновесная ориентация спинов пленки и полоски будет либо параллельной, либо антипараллельной. В каждой из них предполагается наличие легкоосной анизотропии, ориентирующей спины в основном состоянии вдоль оси  $z$ . Направление распространения СВ соответствует геометрии Дэймона–Эшбаха [11].

Что касается размагничивающего поля, то его учет не позволяет решить задачу точно. Энергия магнитодипольного взаимодействия не является локальной и может быть записана в простом виде только для неограниченной плоской структуры [11]. В микроскопическом виде она состоит из двух частей. Первая из них изотропна, пропорциональна скалярному произведению векторов спина  $(-\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j)$ , и поэтому может быть отнесена к обменной энергии. Вторая, анизотропная ее часть  $(\mathbf{S}_i \mathbf{n})(\mathbf{S}_j \mathbf{n})$  определяет выделенное направление намагничивания.

Рассмотрим упрощенную модель, в которой указанное взаимодействие пренебрежимо мало, т.е. константы обменного взаимодействия  $J, G$  и одноосной анизотропии  $B$  достаточно велики, чтобы прецессию намагниченности можно было считать круговой. Учет размагни-

чивающего поля привел бы к эллиптической прецессии спинов [19] и к значительно более громоздким для анализа выражениям, скрывающим суть рассматриваемого эффекта. Магнитные параметры пленки и полоски с этой же целью будем полагать одинаковыми.

Энергия структуры, представленной на рис. 1, включает кристаллографическую анизотропию (с константой  $B$ ), обменное внутри- ( $J$ ) и межслойное ( $G$ ) взаимодействие. В решеточной модели она имеет вид

$$W = - \sum_{j=-\infty}^{\infty} \left( JS_j^{(a)} \mathbf{s}_{j+1}^{(a)} + \frac{B}{2} \left( \mathbf{S}_j^{(a)} \mathbf{n}_z \right)^2 \right) - \sum_{o=1}^{\infty} \left( JS_j^{(b)} \mathbf{s}_{j+1}^{(b)} + \frac{B}{2} \left( \mathbf{S}_j^{(b)} \mathbf{n}_z \right)^2 + \sigma GS_j^{(a)} \mathbf{s}_j^{(b)} \right), \quad (1)$$

где  $\sigma = +1$  соответствует ферромагнитному (ФМ), а  $\sigma = -1$  — антиферромагнитному (АФМ) случаям. Индексы „ $a$ “ относятся к спинам пленки, „ $b$ “ — полоски.

Уравнения спиновой динамики Ландау–Лифшица

$$\hbar S \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = \left[ \mathbf{S} \times \frac{\partial W}{\partial \mathbf{S}} \right] \quad (2)$$

для пленки ( $af, j \leq -1, x < 0$  и  $a, j \geq 2, x > 0$ ) и полоски ( $b, j \geq 2, x > 0$ ) с учетом периодической временной зависимости переменных  $e^{-i\omega t}$ , имеют вид

$$SES_j^{(af)} = \left[ \mathbf{S}_j^{(af)} \times \left( J(\mathbf{S}_{j+1}^{(af)} + \mathbf{S}_{j-1}^{(af)}) + BS_{jz}^{(af)} \mathbf{n}_z \right) \right] \quad (3.1)$$

$$SES_j^{(a)} = \left[ \mathbf{S}_j^{(a)} \times \left( J(\mathbf{S}_{j+1}^{(a)} + \mathbf{S}_{j-1}^{(a)}) + BS_j^{(a)} \mathbf{n}_z + \sigma GS_j^{(b)} \right) \right] \quad (3.2)$$

$$SES_j^{(b)} = \left[ \mathbf{S}_j^{(b)} \times \left( J(\mathbf{S}_{j+1}^{(b)} + \mathbf{S}_{j-1}^{(b)}) + BS_j^{(b)} \mathbf{n}_z + \sigma GS_j^{(a)} \right) \right], \quad (3.3)$$

где  $S$  — величина спина,  $E = \hbar\omega$  — энергия магнона.

В линейном приближении малых отклонений от основного состояния спины можно представить в вид

$$\mathbf{S}_j^{(af)} = S \mathbf{n}_z + \mathbf{s}_j^{(af)}, \quad \mathbf{S}_j^{(a)} = S \mathbf{n}_z + \mathbf{s}_j^{(a)}, \quad \mathbf{S}_j^{(b)} = \sigma S \mathbf{n}_z + \mathbf{s}_j^{(b)}. \quad (4)$$

Динамические компоненты спина полагаем имеющими периодическую зависимость от номера спина в решетке  $j$  ( $d$  — константа решетки):

$$\mathbf{s}_j^{(af)} = \mathbf{s}^{(af)} e^{ik^{(f)}jd}, \quad \mathbf{s}_j^{(a/b)} = \mathbf{s}^{(a/b)} e^{ik^{(l)}jd}. \quad (5)$$

**Таблица 1.** Типы волн при ферромагнитном упорядочении равновесных намагниченностей пленки и полоски

Поляризация	Система уравнений	Закон дисперсии	Нормальные моды	Исходные переменные
$s_+$ (правая)	$\begin{pmatrix} E + E_{k^{(l)}} & -G \\ -G & E + E_{k^{(l)}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_+^{(a)} \\ s_+^{(b)} \end{pmatrix} = 0$	$2 \sin\left(\frac{k_{e1}^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{-E-B}{J}}$	$s_{+j}^{(a)} + s_{+j}^{(b)}$	$s_{+j}^{(a)} = t_{e1} e^{ik_{e1}^{(l)} d(j-1)} + t_{e2} e^{ik_{e2}^{(l)} d(j-1)}$
		$2 \sin\left(\frac{k_{e2}^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{-E-B-2G}{J}}$	$s_{+j}^{(a)} - s_{+j}^{(b)}$	$s_{+j}^{(b)} = t_{e1} e^{ik_{e1}^{(l)} d(j-1)} - t_{e2} e^{ik_{e2}^{(l)} d(j-1)}$
$s_-$ (левая)	$\begin{pmatrix} E - E_{k^{(l)}} & G \\ G & E - E_{k^{(l)}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_-^{(a)} \\ s_-^{(b)} \end{pmatrix} = 0$	$2 \sin\left(\frac{k_{p1}^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{E-B}{J}}$	$s_{+j}^{(a)} + s_{+j}^{(b)}$	$s_{+j}^{(a)} = t_{p1} e^{ik_{p1}^{(l)} d(j-1)} + t_{p2} e^{ik_{p2}^{(l)} d(j-1)}$
		$2 \sin\left(\frac{k_{p2}^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{E-B-2G}{J}}$	$s_{+j}^{(a)} - s_{+j}^{(b)}$	$s_{+j}^{(b)} = t_{p1} e^{ik_{p1}^{(l)} d(j-1)} - t_{p2} e^{ik_{p2}^{(l)} d(j-1)}$

Найдем закон дисперсии для СВ при различных типах межслойной связи.

### 3. Анализ типов волн в структуре

#### Свободная пленка ( $x < 0$ )

Уравнение (3.1) для свободной пленки после подстановки в него (4) и линеаризации, в циклических компонентах  $s_{\pm} = s_x \pm is_y$  приводится к виду

$$(E_{k^{(f)}} \pm E)s_{\pm} = 0, \quad (6)$$

где энергия магнона

$$E_{k^{(f)}} = B + J \left( 2 \sin\left(\frac{k^{(f)} d}{2}\right) \right)^2. \quad (6)$$

Значениям  $E_{k^{(f)}} = \pm E$  соответствует закон дисперсии

$$2 \sin\left(\frac{k_p^{(f)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{\pm E - B}{J}} \quad (7)$$

и динамические переменные  $s_{\mp k}^{(af)} \sim e^{ik_p^{(f)} d \cdot (-k)}$ . Таким образом, спектр при  $E > B$  содержит одну бегущую и одну эванесцентную волны, которым соответствует разная круговая поляризация, поэтому

$$\begin{aligned} s_{+j}^{(af)} &= r_e e^{-iq_e^{(f)} d \cdot (-j)}, \\ s_{-j}^{(af)} &= 1 \cdot e^{+iq_p^{(f)} d \cdot (-j)} + r_p e^{-iq_p^{(f)} d \cdot (-j)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что если длина СВ много больше константы решетки (континуальное приближение), то

$$k_p^{(f)} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0} - 1}, \quad k_e^{(f)} = \frac{i}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0} + 1} \quad (9)$$

$$s_+^{(af)} = r_e e^{-iq_e^{(f)} x}, \quad s_-^{(af)} = 1 \cdot e^{+iq_p^{(f)} x} + r_p e^{-iq_p^{(f)} x} \quad (10)$$

где  $\lambda_0 = d \sqrt{\frac{J}{B}}$  — обменная длина, а  $\omega_0 = \frac{B}{\hbar}$ .

### 4. Пленка-полоска ( $x > 0$ )

#### ФМ межслойная связь ( $\sigma > 0$ )

Линеаризованная система уравнений для связанных колебаний (3.1) и (3.2) при подстановке в нее (4) принимает вид

$$\begin{aligned} iE \mathbf{s}^{(a)} &= \left[ \left( E_{k^{(l)}} \mathbf{s}^{(a)} - G \mathbf{s}_k^{(b)} \right) \times \mathbf{n}_z \right] \\ iE \mathbf{s}^{(b)} &= \left[ \left( E_{k^{(l)}} \mathbf{s}^{(b)} - G \mathbf{s}_k^{(a)} \right) \times \mathbf{n}_z \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$E_{k^{(l)}} = B + G + J \left( 2 \sin\left(\frac{k^{(l)} d}{2}\right) \right)^2. \quad (12)$$

В циклических компонентах

$$s_{\pm}^{(a)} = s_x^{(a)} \pm is_y^{(a)}, \quad s_{\pm}^{(b)} = s_x^{(b)} \pm is_y^{(b)} \quad (13)$$

система (11) факторизуется по поляризациям. Результат представлен в табл. 1

Обе волны правой поляризации являются эванесцентными, а левой — бегущими при условии  $E \geq B + 2G$ , т.е. для энергии магнона выше частоты активации. Аналогично выражениям (9) и (10), можно записать в континуальном пределе

$$k_{e1}^{(l)} = \frac{i}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_0} + 1}, \quad k_{e2}^{(l)} = \frac{i}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\omega + 2\omega_g}{\omega_0} + 1},$$

$$k_{p1}^{(l)} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0} - 1}, \quad k_{p2}^{(l)} = \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\omega - 2\omega_g}{\omega_0} - 1} \quad (14)$$

$$s_+^{(a)} = t_{e1} e^{iq_{e1}^{(l)} x} + t_{e2} e^{iq_{e2}^{(l)} x}, \quad s_-^{(a)} = t_{p1} e^{iq_{p1}^{(l)} x} + t_{p2} e^{iq_{p2}^{(l)} x}$$

$$s_+^{(b)} = t_{e1} e^{iq_{e1}^{(l)} x} - t_{e2} e^{iq_{e2}^{(l)} x}, \quad s_-^{(b)} = t_{p1} e^{iq_{p1}^{(l)} x} - t_{p2} e^{iq_{p2}^{(l)} x} \quad (15)$$

**Таблица 2.** Типы волн при антиферромагнитном упорядочении равновесных намагниченностей пленки и полоски

Поляризация	Система уравнений	Закон дисперсии	Нормальные моды	Исходные переменные
$s_+$ (правая)	$\begin{pmatrix} E_{k^{(l)}} + E & G \\ G & E_{k^{(l)}} - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_+^{(a)} \\ s_+^{(b)} \end{pmatrix} = 0$	$2 \sin\left(\frac{k_p^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{\sqrt{E^2 + G^2} - G - B}{J}}$	$s_{+j}^{(a)} + \eta s_{+j}^{(b)}$	$s_{+k}^{(a)} = t_{e+} e^{ik_e^{(l)} d(k-1)} + t_{p+} e^{ik_p^{(l)} d(k-1)}$
		$2 \sin\left(\frac{k_e^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{-\sqrt{E^2 + G^2} - G - B}{J}}$	$\eta s_{+j}^{(a)} + s_{+j}^{(b)}$	$s_{+k}^{(b)} = \frac{1}{\eta} t_{e+} e^{ik_e^{(l)} d(k-1)} - \eta t_{p+} e^{ik_p^{(l)} d(k-1)}$
$s_-$ (левая)	$\begin{pmatrix} E_{k^{(l)}} - E & G \\ G & E_{k^{(l)}} + E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_-^{(a)} \\ s_-^{(b)} \end{pmatrix} = 0$	$2 \sin\left(\frac{k_p^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{\sqrt{E^2 + G^2} - G - B}{J}}$	$\eta s_{-j}^{(a)} - s_{-j}^{(b)}$	$s_{-j}^{(a)} = t_{e-} e^{iq_e^{(l)} d(j-1)} + t_{p-} e^{iq_p^{(l)} d(j-1)}$
		$2 \sin\left(\frac{k_e^{(l)} d}{2}\right) = \sqrt{\frac{-\sqrt{E^2 + G^2} - G - B}{J}}$	$s_{-j}^{(a)} + \eta s_{-j}^{(b)}$	$s_{-j}^{(b)} = \eta t_{e-} e^{iq_e^{(l)} d(j-1)} - \frac{1}{\eta} t_{p-} e^{iq_p^{(l)} d(j-1)}$

### 5. АФМ межслойная связь $\sigma = -1$

Выбрав основное состояние спинов пленки и полоски антиферромагнитным, получаем

$$\mathbf{S}_j^{(a)} = S \mathbf{n}_z + \mathbf{s}_j^{(a)}, \quad \mathbf{S}_j^{(b)} = -S \mathbf{n}_z + \mathbf{s}_j^{(b)}. \quad (16)$$

Уравнения динамики (3.2) и (3.3) после подстановки в них (16) принимают вид

$$\begin{aligned} iES^{(a)} &= \left[ \left( E_{k^{(l)}} \mathbf{s}^{(a)} + G \mathbf{s}^{(b)} \right) \times \mathbf{n}_z \right] \\ -iES^{(b)} &= \left[ \left( E_{k^{(l)}} \mathbf{s}^{(b)} + G \mathbf{s}^{(a)} \right) \times \mathbf{n}_z \right] \end{aligned} \quad (17)$$

где  $E_{k^{(l)}}$  определяется формулой (12).

Данная система также факторизуется в циклических переменных. Результат представлен в табл. 2. В отличие от случая ФМ-связи теперь волны поляризованы эллиптически.

В континуальном пределе координатные зависимости и волновые числа запишутся в вид

$$\begin{aligned} k_p^{(l)} &= \frac{1}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + \omega_g^2} - \omega_g}{\omega_0}} - 1, \\ k_e^{(l)} &= \frac{i}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + \omega_g^2} + \omega_g}{\omega_0}} + 1, \\ \eta &= \frac{\sqrt{\omega^2 + \omega_g^2} + \omega}{\omega_g} \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} s_+^{(a)} &= t_{e+} e^{ik_e^{(l)} x} + t_{p+} e^{ik_p^{(l)} x}, \quad s_-^{(a)} = t_{e-} e^{iq_e^{(l)} x} + t_{p-} e^{iq_p^{(l)} x} \\ s_+^{(b)} &= \frac{1}{\eta} t_{e+} e^{ik_e^{(l)} x} - \eta t_{p+} e^{ik_p^{(l)} x}, \quad s_-^{(b)} = \eta t_{e-} e^{iq_e^{(l)} x} - \frac{1}{\eta} t_{p-} e^{iq_p^{(l)} x}. \end{aligned} \quad (19)$$

Величина

$$\eta = \frac{\sqrt{E^2 + G^2} + E}{G} > 1$$

представляет собой отношение амплитуд СВ в пленке и полоске.

### 6. Граничные условия

Как было показано в [20], граничные условия представляют собой уравнения динамики для трех граничных спинов ( $af0$ ,  $a1$  и  $b1$ ):

$$iES\mathbf{s}_0^{(af)} = \left[ \mathbf{S}_0^{(af)} \times \left( J \left( \mathbf{S}_{-1}^{(af)} + \mathbf{S}_1^{(a)} \right) + B S \mathbf{n}_z \right) \right] \quad (20.1)$$

$$iESS_1^{(a)} = \left[ \mathbf{S}_1^{(a)} \times \left( J \left( \mathbf{S}_2^{(a)} + \mathbf{S}_0^{(af)} \right) + B \mathbf{n}_z \left( \mathbf{S}_1^{(a)} \cdot \mathbf{n}_z \right) + G \mathbf{S}_1^{(b)} \right) \right] \quad (20.2)$$

$$iESS_1^{(b)} = \left[ \mathbf{S}_1^{(b)} \times \left( J \mathbf{S}_2^{(b)} + B \mathbf{n}_z \left( \mathbf{S}_1^{(b)} \cdot \mathbf{n}_z \right) + G \mathbf{S}_1^{(a)} \right) \right] \quad (20.3)$$

В континуальном приближении множитель  $J$  имеет порядок  $\frac{1}{d^2}$  по константе решетки и потому соответствующее слагаемое много больше остальных.

Представляя компоненты граничных спинов в виде разложений

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{-1}^{(af)} &= \mathbf{S}_0^{(af)} - d \frac{d\mathbf{S}_0^{(af)}}{dx}, \quad \mathbf{S}_2^{(a)} = \mathbf{S}_1^{(a)} + d \frac{d\mathbf{S}_0^{(a)}}{dx}, \\ \mathbf{S}_2^{(b)} &= \mathbf{S}_1^{(b)} + d \frac{d\mathbf{S}_0^{(b)}}{dx} \end{aligned} \quad (21)$$

и переобозначая  $\mathbf{S}_0^{(af)} = \mathbf{S}^{(af)}$ ,  $\mathbf{S}_1^{(a)} = \mathbf{S}^{(a)}$  получаем

$$\begin{aligned} -d \left[ \mathbf{S}^{(af)} \times \frac{d\mathbf{S}^{(af)}}{dx} \right] + \left[ \mathbf{S}^{(af)} \times \mathbf{S}^{(a1)} \right] &= 0, \\ d \left[ \mathbf{S}^{(a)} \times \frac{d\mathbf{S}^{(a)}}{dx} \right] + \left[ \mathbf{S}^{(a)} \times \mathbf{S}^{(af)} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

После комбинирования уравнений (22) в различных порядках малости по константе решетки получаем

$$\begin{aligned} \left[ \mathbf{S}^{(af)} \times \mathbf{S}^{(a)} \right] &= 0, \\ \left[ \mathbf{S}^{(af)} \times \frac{d\mathbf{S}^{(af)}}{dx} \right] = \left[ \mathbf{S}^{(a)} \times \frac{d\mathbf{S}^{(a)}}{dx} \right], \quad \left[ \mathbf{S}^{(b)} \times \frac{d\mathbf{S}^{(b)}}{dx} \right] &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

Линеаризуя полученные выражения после подстановки в них (16), находим

$$\left[ \mathbf{S}_{(0)}^{(af)} \times \mathbf{s}^{(a)} \right] + \left[ \mathbf{s}^{(af)} \times \mathbf{S}_{(0)}^{(a)} \right] = 0 \quad (24)$$

Так как равновесные параметры пленки одинаковы, то условие сводится к непрерывности соответствующих динамических компонент. Таким образом, граничные условия принимают вид

$$s_{\pm}^{(af)}(0) = s_{\pm}^{(a)}(0), \quad \frac{ds_{\pm}^{(af)}}{dx}(0) = \frac{ds_{\pm}^{(a)}}{dx}(0), \quad \frac{ds_{\pm}^{(b)}}{dx}(0) = 0 \quad (25)$$

Отметим, что условия (25) для волн противоположных поляризаций независимы. Так как неоднородное слагаемое (падающая волна) присутствует только в  $s_{-}^{(af)}$ , то все амплитудные коэффициенты с индексом + равны нулю, так как соответствующая им система однородна

$$r_e = t_{e1} = t_{e2}(\text{ФМ}) = t_{e+} = t_{p+}(\text{АФМ}) = 0. \quad (26)$$

## 7. Коэффициенты рассеяния

### ФМ-связь

После подстановки (15) в (25) система для амплитудных коэффициентов принимает вид

$$\begin{aligned} 1 + r_p &= t_{p1} + t_{p2}, \\ k_p^{(f)}(1 - r_p) &= k_{p1}^{(l)}t_{p1} + k_{p2}^{(l)}t_{p2}, \\ k_{p1}^{(l)}t_{p1} - k_{p2}^{(l)}t_{p2} &= 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Следующие отсюда коэффициенты рассеяния отраженной и двух бегущих волн

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{\lambda_{p1}^{(l)} + \lambda_{p2}^{(l)} - 2\lambda_p^{(f)}}{\lambda_{p1}^{(l)} + \lambda_{p2}^{(l)} + 2\lambda_p^{(f)}}, \quad t_{p1} = \frac{2\lambda_{p1}^{(l)}}{\lambda_{p1}^{(l)} + \lambda_{p2}^{(l)} + 2\lambda_p^{(f)}}, \\ t_{p2} &= \frac{2\lambda_{p2}^{(l)}}{\lambda_{p1}^{(l)} + \lambda_{p2}^{(l)} + 2\lambda_p^{(f)}} \end{aligned} \quad (28)$$

где вместо волновых чисел введены соответствующие им длины волн  $\lambda = 2\pi/k$ .

### АФМ-связь

В отличие от случая ФМ межслойной связи, в системе для амплитуд присутствуют как бегущая, так и эванесцентная волны

$$\begin{aligned} 1 + r_p &= t_e + t_p, \\ k_p^{(f)}(1 - r_p) &= k_e^{(l)}t_e + k_p^{(l)}t_p, \\ \frac{k_e^{(l)}}{\eta}t_e - \eta k_p^{(l)}t_p &= 0. \end{aligned} \quad (29)$$

Следующие из (29) коэффициенты рассеяния имеют вид

$$\begin{aligned} r_p &= \frac{\eta^2 \lambda_e^{(l)} + \lambda_p^{(l)} - (\eta^2 + 1)\lambda_p^{(f)}}{\eta^2 \lambda_e^{(l)} + \lambda_p^{(l)} + (\eta^2 + 1)\lambda_p^{(f)}}, \\ t_e &= \frac{2\eta^2 \lambda_e^{(l)}}{\eta^2 \lambda_e^{(l)} + \lambda_p^{(l)} + (\eta^2 + 1)\lambda_p^{(f)}}, \\ t_p &= \frac{2\lambda_p^{(l)}}{\eta^2 \lambda_e^{(l)} + \lambda_p^{(l)} + (\eta^2 + 1)\lambda_p^{(f)}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Графики частотных зависимостей в безразмерных переменных  $K = k\lambda_0$  и  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$  для  $\frac{\omega_s}{\omega_0} = 1$  в случаях ФМ и АФМ-связи приведены на рис. 2. С ростом частоты амплитуды бегущих волн в ФМ-слое, соответствующие разным волновым числам, имеют один порядок, в то время как коэффициент отражения монотонно убывает. Для АФМ-связи при этом коэффициент прохождения бегущей волны также убывает, что можно трактовать как подавление амплитуды при АФМ-ориентации спинов пленки и полоски. Частота активации при ФМ-связи, как следует из выражений (14) равна  $\omega_0 + 2\omega_g$ , а для АФМ-связи (18) —  $\sqrt{\omega_0(\omega_0 + 2\omega_g)}$ .

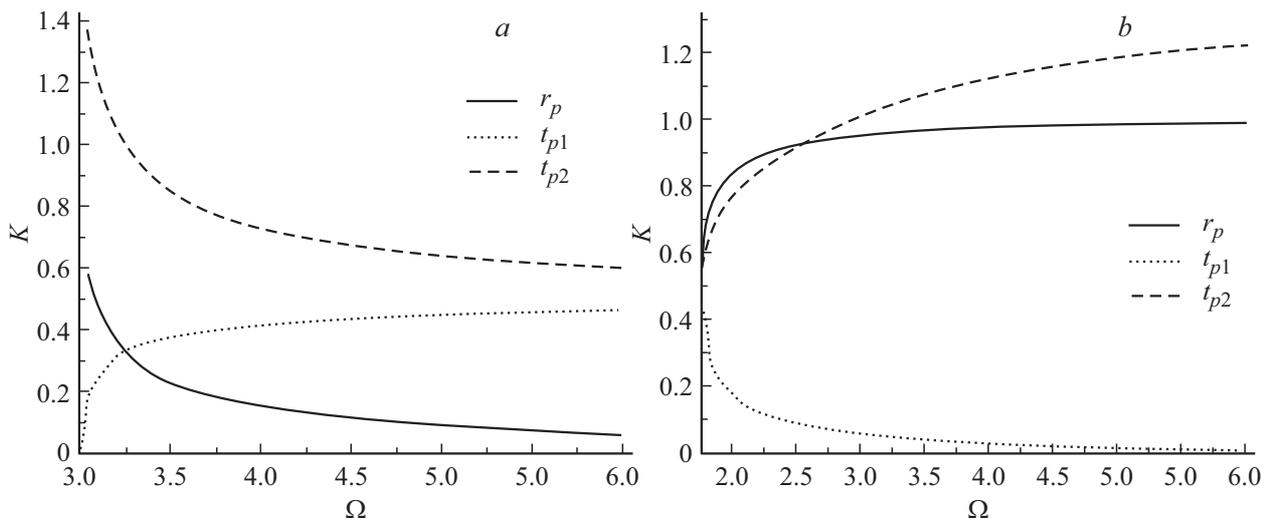
На рис. 3 представлено распределение поля спиновой волны в окрестности границы раздела свободной пленки и двуслойной структуры пленка — полоска для модельного значения  $\Omega = 4$ . В ФМ-случае волна представляет собой суперпозицию бегущих волн, а в АФМ — волну с уменьшенной амплитудой из-за убывания коэффициентов прохождения с ростом частоты. Тем не менее — так как  $t_p \neq 0$ , поле вдали от границы не равно нулю.

## 8. Полоска конечной ширины

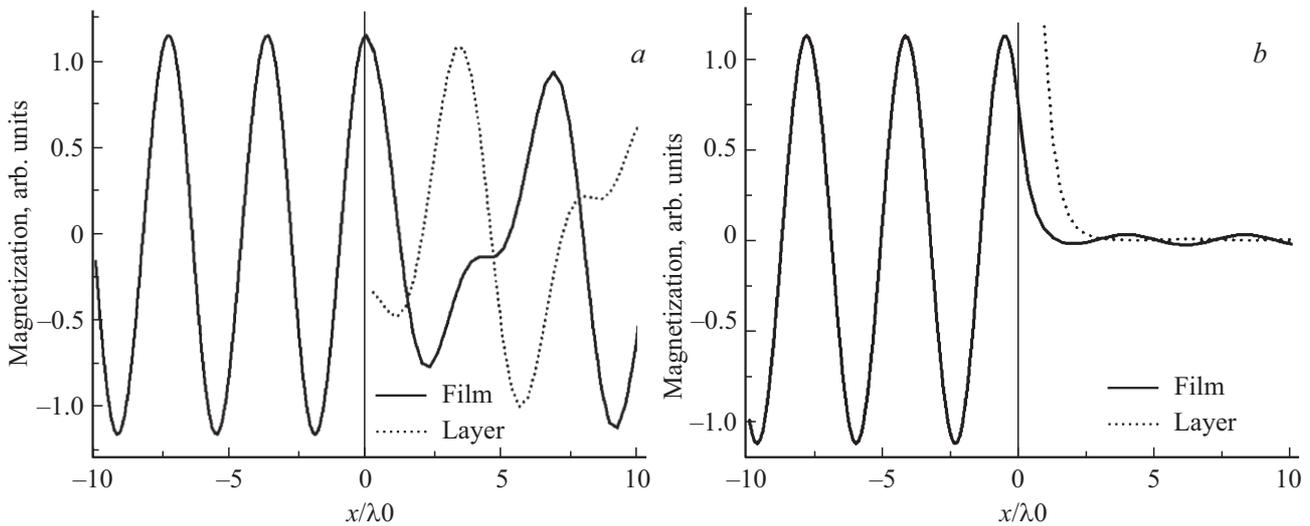
Аналогичные результаты могут быть получены в случае, когда магнитное покрытие пленки ограничено по ширине. В этом случае число волн и граничных условий будет в два раза больше, чем в случае полуограниченной полоски. Соответствующие амплитуды маркируются дополнительной стрелкой вверх, обозначающей направление распространения прямой и обратной волн.

### ФМ-связь

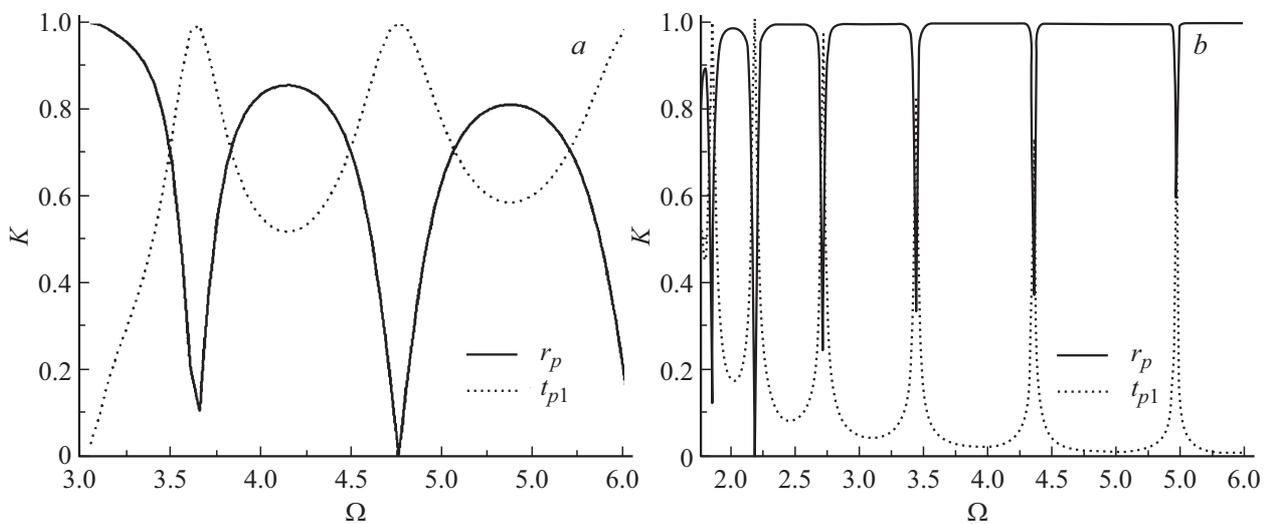
$$\begin{aligned} 1 + r_p &= t_{p1}^{\rightarrow} + t_{p1}^{\leftarrow} + t_{p2}^{\rightarrow} + t_{p2}^{\leftarrow}, \\ k_p^{(f)}(1 - r_p) &= k_{p1}^{(l)}(t_{p1}^{\rightarrow} - t_{p1}^{\leftarrow}) + k_{p2}^{(l)}(t_{p2}^{\rightarrow} - t_{p2}^{\leftarrow}), \\ k_{p1}^{(l)}(t_{p1}^{\rightarrow} - t_{p1}^{\leftarrow}) - k_{p2}^{(l)}(t_{p2}^{\rightarrow} - t_{p2}^{\leftarrow}) &= 0, \\ t_{p1}^{\rightarrow} e^{ik_{p1}^{(l)}h} + t_{p1}^{\leftarrow} e^{-ik_{p1}^{(l)}h} + t_{p2}^{\rightarrow} e^{ik_{p2}^{(l)}h} + t_{p2}^{\leftarrow} e^{-ik_{p2}^{(l)}h} &= t_p, \\ k_{p1}^{(l)}(t_{p1}^{\rightarrow} e^{ik_{p1}^{(l)}h} - t_{p1}^{\leftarrow} e^{-ik_{p1}^{(l)}h}) &+ k_{p2}^{(l)}(t_{p2}^{\rightarrow} e^{ik_{p2}^{(l)}h} - t_{p2}^{\leftarrow} e^{-ik_{p2}^{(l)}h}) = k_p^{(f)}t_p, \\ k_{p1}^{(l)}(t_{p1}^{\rightarrow} e^{ik_{p1}^{(l)}h} - t_{p1}^{\leftarrow} e^{-ik_{p1}^{(l)}h}) - k_{p2}^{(l)}(t_{p2}^{\rightarrow} e^{ik_{p2}^{(l)}h} - t_{p2}^{\leftarrow} e^{-ik_{p2}^{(l)}h}) &= 0. \end{aligned}$$



**Рис. 2.** Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для случаев ФМ (a) и АФМ (b) межслойной связи. Нижняя частота соответствует частоте активации в каждом случае.



**Рис. 3.** Распределение поля СВ вблизи границы  $x = 0$  для случаев ФМ (a) и АФМ (b) связи при  $\Omega = 4$ .



**Рис. 4.** Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для случаев ФМ (a) и АФМ (b) межслойной связи. Нижняя частота соответствует частоте активации в каждом случае.

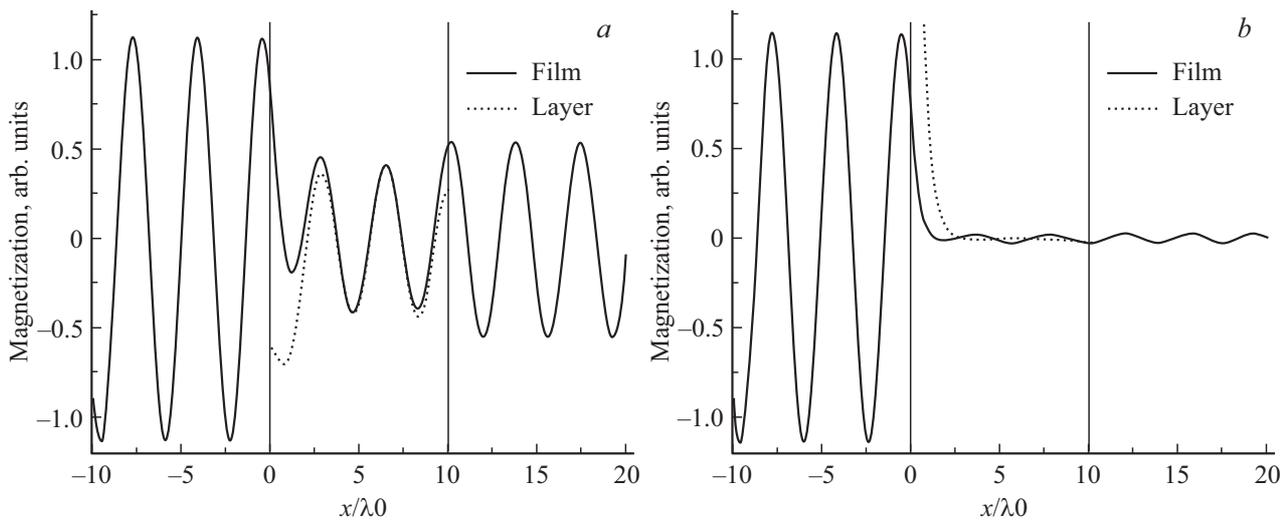


Рис. 5. Распределение поля СВ вблизи границы  $x = 0$  для случаев ФМ (а) и АФМ (б) связи при  $\Omega = 4$ .

**АФМ-связь**

$$\begin{aligned}
 1 + r_p &= t_p^{\rightarrow} + t_p^{\leftarrow} + t_e^{\rightarrow} + t_e^{\leftarrow}, \\
 k_p^{(f)}(1 - r_p) &= k_p^{(l)}(t_p^{\rightarrow} - t_p^{\leftarrow}) + k_e^{(l)}(t_e^{\rightarrow} - t_e^{\leftarrow}), \\
 k_p^{(l)}(t_p^{\rightarrow} - t_p^{\leftarrow}) - k_e^{(l)}(t_e^{\rightarrow} - t_e^{\leftarrow}) &= 0, \\
 t_p^{\rightarrow} e^{ik_p^{(l)}h} + t_p^{\leftarrow} e^{-ik_p^{(l)}h} + t_e^{\rightarrow} e^{ik_e^{(l)}h} + t_e^{\leftarrow} e^{-ik_e^{(l)}h} &= t_p, \\
 k_p^{(l)}(t_p^{\rightarrow} e^{ik_p^{(l)}h} - t_p^{\leftarrow} e^{-ik_p^{(l)}h}) &+ k_e^{(l)}(t_e^{\rightarrow} e^{ik_e^{(l)}h} - t_e^{\leftarrow} e^{-ik_e^{(l)}h}) = k_p^{(f)}t_p, \\
 k_p^{(l)}(t_p^{\rightarrow} e^{ik_p^{(l)}h} - t_p^{\leftarrow} e^{-ik_p^{(l)}h}) - k_e^{(l)}(t_e^{\rightarrow} e^{ik_e^{(l)}h} - t_e^{\leftarrow} e^{-ik_e^{(l)}h}) &= 0
 \end{aligned}$$

Не приводя конечных громоздких выражений для амплитудных коэффициентов, построим соответствующие частотные зависимости (рис. 4) и распределения полей (рис. 5). Как и в случае полубесконечной полоски, АФМ-взаимодействие приводит к подавлению спиновой волны при ее прохождении через двуслойную структуру. Кроме того, как можно показать — влияние внешнего поля, прикладываемого вдоль легкой оси, приводит к увеличению длины бегущей волны и напротив — локализации поля для эванесцентной.

**9. Интерференция СВ в магонных логических модулях**

Обменное взаимодействие со спинами полоски приводит к возможности использования интерференционных эффектов, описанных в [1,2]. В частности — в логическом модуле XNOR величина сдвига фазы определяется как частотой СВ, так и толщиной слоя. В результате сложения опорной волны единичной амплитуды с прошедшей через двуслойную систему выходной сигнал

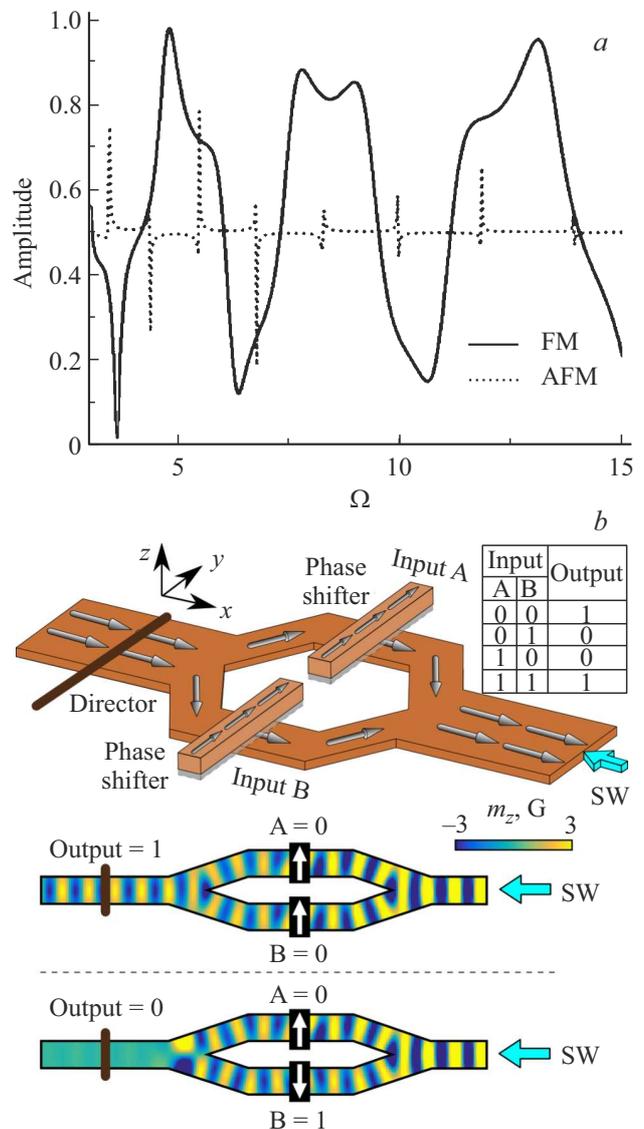


Рис. 6. Амплитуда интерферирующих волн в логическом модуле XNOR (а). Рис. (б) взят из [1].

имеет вид  $\frac{t_p + e^{ik_f h}}{2}$ . Для модельных значений параметров данной работы данная зависимость в случаях ФМ и АФМ межслойной связи изображена на рис. 6.

В случае АФМ-связи амплитуда выходного сигнала уменьшается вдвое практически во всем интервале частот за исключением малых окрестностей точек вблизи резонансного прохождения через область с полоской. В случае ФМ-связи интерференция оказывается более эффективной — амплитуды принимают значения практически во всем диапазоне [0,1].

## 10. Заключение

В случае АФМ-взаимодействия киральная связь намагниченностей пленки и полоски требует их прецессии в одном направлении. Однако если для бегущей волны в пленке такая прецессия является ларморовской, то для полоски она будет антиларморовской, а соответствующая волна — эванесцентной [5]. Это приведет к затуханию амплитуды СВ в пленке. При сравнительно высоких частотах основной вклад в поле СВ в области с полоской дает эванесцентная волна, поле которой локализовано вблизи границы.

Коэффициент прохождения для АФМ-взаимодействующих пленки и полоски быстро убывает с ростом частоты. Однако для слоя конечной ширины вблизи значений длины бегущей СВ, кратной удвоенной ширине слоя наблюдается эффект просветления в сравнительно узкой частотной области, что можно увидеть из сравнения рис. 2, b и 4, b.

Таким образом, основным механизмом подавления СВ является возникновение вследствие антиларморовской прецессии эванесцентных СВ помимо бегущих, что приводит к уменьшению амплитуды последних. Следует отметить, что данный механизм применим к объяснению не только поведения обменных СВ, но и дипольно взаимодействующих пленки и полоски, экспериментально исследованных в [12]. Такая задача была рассмотрена в [11] для двуслойной структуры.

## Благодарности

Автор выражает благодарность В.В. Кругляку (университет г. Эксетер, Великобритания) за плодотворные обсуждения и рекомендации.

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (FFSM-2022/0004).

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] V.V. Kruglyak, C.S. Davies, Y. Au, F.B. Mushenok, G. Hrkac, N.J. Whitehead, S.A.R. Horsley, T.G. Philbin, V.D. Poimanov, R. Dost, D.A. Allwood, B.J. Inkson, A.N. Kuchko. In book: Spin-Wave Confinement. P. 11 / Ed. S.O. Demokritov. Pan Stanford Publishing Ltd. (2017).
- [2] V.V. Kruglyak. Appl. Phys. Lett. **119**, 200502 (2021).
- [3] K.G. Fripp, A.V. Shytov, V.V. Kruglyak. Phys. Rev. B **104**, 054437 (2021).
- [4] K.G. Fripp, Y. Au, A.V. Shytov, V.V. Kruglyak. Appl. Phys. Lett. **122**, 172403 (2023).
- [5] V.D. Poimanov, V.V. Kruglyak. J. Appl. Phys. **130**, 133902 (2021).
- [6] V.D. Poimanov, C.S. Davies, V.V. Kruglyak. Phys. Rev. B **96**, 094430 (2017).
- [7] M.A. Ruderman, C. Kittel. Phys. Rev. **96**, 99 (1954).
- [8] А.В. Вашковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. Саратов (1993).
- [9] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994).
- [10] С.А. Никитов, Д.В. Калябин, И.В. Лисенков, А.Н. Славин, Ю.Н. Барабаненков, С.А. Осокин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.А. Морозова, Ю.П. Шараевский, Ю.А. Филимонов, Ю.В. Хивинцев, С.Л. Высоцкий, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов. УФН **185**, 1099 (2015).
- [11] В.Д. Пойманов, В.В. Кругляк. ЖЭТФ **161**, 5, 720 (2022).
- [12] A. Talapatra, H. Qin, F. Schulz, L. Yao, L. Flajsman, M. Weigand, S. Wintz, S. van Dijken. Appl. Phys. Lett. **122**, 202404 (2023).
- [13] R. Verba, V. Tiberkevich, A. Slavin. Phys. Rev. B **101**, 144430 (2020).
- [14] В.Д. Пойманов. ФТТ **65**, 3, 419 (2023).
- [15] V.D. Poimanov, A.N. Kuchko, V.V. Kruglyak. Phys. Rev. B **98**, 104418 (2018).
- [16] R.A. Gallardo, T. Schneider, A.K. Chaurasiya, A. Oelschlagel, S.S.P.K. Arekapudi, A. Roldán-Molina, R. Hubner, K. Lenz, A. Barman, J. Fassbender, J. Lindner, O. Hellwig, P. Landeros. Phys. Rev. Appl. **12**, 034012 (2019).
- [17] R.W. Damon, J.R. Eshbach. J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).
- [18] С.А. Одинцов, А.С. Пташенко, Е.Г. Локк, Е.Н. Бегинин, А.В. Садовников. ФТТ **65**, 6, 1002 (2023).
- [19] В.Д. Пойманов, В.Г. Шавров. Журн. радиоэлектроники **11**, 2018,
- [20] В.Д. Пойманов. ФТТ **64**, 5, 541 (2022).

Редактор Т.Н. Василевская