Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 6, с. 393 – 400

Эффекты резонансного усиления эванесцентных спиновых волн в обменносвязанных слоистых магнитных структурах с центром и без центра инверсии

С. В. Тарасенко[+1)], *В. Г. Шавров*[*]

[+]*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, 83114 Донецк, Украина*

[*]*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 января 2019 г.
После переработки 9 января 2019 г.
Принята к публикации 14 января 2019 г.

В системе плоских обменносвязанных антиферромагнитных слоев с центром и без центра инверсии гибридизация волноводных и антиволноводных режимов распространения спиновых волн индуцирует интерференционный механизм резонансного усиления как амплитуды эванесцентных магнонов, так и сопутствующих эффектов незеркальной спин-волновой рефракции первого порядка при прохождении и (или) отражении (в том числе, и в случае магнонного аналога резонанса Фано).

DOI: 10.1134/S0370274X19060109

Идея использования спиновой волны как основы для создания широкой гаммы устройств, связанных с хранением и переработкой информационных потоков, в сочетании с технологическими достижениями в изготовлении высококачественных магнитных гетероструктур, в последние годы привела к лавинообразному росту числа научных публикаций в этом направлении [1]. В частности, особое внимание привлекла задача создания управляемых магнитных метаматериалов, в том числе, и на основе гибридных ферро (ФМ) – антиферромагнитных (АФМ) структур [2] или структур типа "АФМ-немагнетик" [3]. Одновременно значительное внимание стало уделяться анализу перспектив использования в спинтронике и собственно АФМ сред [4, 5], демонстрирующих уже и в рамках однофазной среды значительное многообразие физических свойств, включая магнитоэлектрический эффект, пространственно модулированные структуры и т.д. [6, 7]. В магнонике последних лет, на фоне поиска спин-волновых аналогов оптических и акустических рефракционных аномалий, особую важность приобрел анализ незеркальных эффектов (в первую очередь, эффектов Гуса–Хенхен) при отражении и прохождении остронаправленных магнонных пучков через многокомпонентные обменносвязанные слоистые структуры, как эффективного инструмента для изучения межслоевых взаимодействий [8]. Вместе с тем из оптики слоистых сред известно [9, 10], что возможность усиления пространственного и углового эффектов Гуса–Хенхен тесно связана с возможностью интерференционного усиления (гашения) амплитуды эванесцентных волн соответствующего типа, однако, что касается эванесцентных спиновых волн и сопутствующих эффектов незеркального отражения (прохождения) в обменносвязанных системах магнитных слоев, то этот вопрос до сих пор не рассматривался.

В связи с этим, целью данной работы является определение условий, при выполнении которых композитная однородно намагниченная структура из обменносвязанных магнитных диэлектрических слоев допускает гигантское резонансное усиление не только интенсивности возбуждения распространяющихся и не распространяющихся эванесцентных обменных спиновых волн, но и эффектов незеркальной спин-волновой рефракции с их участием.

В качестве примера рассмотрим одномерную плоскую гибридную магнитную структуру с нормалью к поверхности $\mathbf{q}$, составленную из пространственно однородных в своей развитой плоскости слоев: два полупространства (среды A и $\bar{A}$), связанные между собой через систему из трех однородно намагниченных плоско параллельных магнитных слоев (среды B, C, D). Если ζ – текущая координата вдоль направления $\mathbf{q}$, то в зависимости от ζ структуру термодинамического потенциала F можно представить как

$$F(-\infty < \zeta < \infty) = F_{\bar{A}}(\zeta > L) + F_A(\zeta < 0) + \\ + \sum_v F_v(d_v),\ L \equiv d_B + d_C + d_D,\ v = B, C, D, \quad (1)$$

[1)]e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

где d_v – толщина слоя АФМ среды v. Будем полагать, что все перечисленные АФМ среды могут быть описаны на основе двухподрешеточной модели обменно коллинеарного легкоосного антиферромагнетика (ЛО АФМ) с осью легкого намагничивания OZ и с параметрами термодинамического потенциала F, скачкообразно изменяющимися от слоя к слою [11]:

$$F_v =$$
$$= M_{0v}^2\left\{\frac{\delta_v}{2}\mathbf{m}_v^2 + \frac{\alpha_v}{2}(\nabla\mathbf{l}_v)^2 + \frac{b_{xv}}{2}l_{xv}^2 + \frac{b_{xv}}{2}l_{yv}^2 - \mathbf{m}_v\mathbf{H}\right\},$$
$$\mathbf{m}_v = \frac{\mathbf{M}_{1v}+\mathbf{M}_{2v}}{2M_{0v}};\ \mathbf{l}_v = \frac{\mathbf{M}_{1v}-\mathbf{M}_{2v}}{2M_{0v}}; \qquad (2)$$
$$v = \bar{A}, A, B, C, D.$$

$\mathbf{M}_{1v}$, $\mathbf{M}_{2v}$, M_{0v} – намагниченности подрешеток ($|\mathbf{M}_{1v}| = |\mathbf{M}_{2v}| = M_{0v}$) в АФМ среде с $v = \bar{A}, A, B, C, D$. Чтобы выяснить некоторые особенности спин-волновой рефракции, связанные с этим обстоятельством, рассмотрим случай, когда АФМ среда, формирующая слой с $v = C$, не имеет центра инверсии, а константа взаимодействия Дзялошинского $d_{ik}m_il_{ik}$ линейным образом зависит от производных по пространственным координатам (инвариант Лифшица–Дзялошинского [7, 12]). Для примера ограничимся учетом наличия в (2) в термодинамическом потенциале АФМ среды F_C дополнительного инварианта вида [13]:

$$F_{ILD} = M_{0C}^2\left\{\gamma_1\left(m_{xC}\frac{\partial l_{yC}}{\partial z} - l_{yC}\frac{\partial m_{xC}}{\partial z}\right) + \right.$$
$$\left. + \gamma_2\left(m_{yC}\frac{\partial l_{xC}}{\partial z} - l_{xC}\frac{\partial m_{yC}}{\partial z}\right)\right\}. \qquad (3)$$

Поскольку динамика АФМ среды в каждом из слоев описывается с помощью системы уравнений Ландау–Лифшица для векторов ферро- ($\mathbf{m}_v$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}_v$), то без учета граничных условий в каждой из сред, формирующих рассматриваемую слоистую структуру, спектр нормальных обменных спиновых колебаний с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ ($\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$) имеет две ветви: квазиферромагнитную ($\beta = f$, m_x, m_z, $l_y \neq 0$) и квазиантиферромагнитную ($\beta = a$, l_x, l_z, $m_y \neq 0$). Если в каждой из сред с $v = \bar{A}, A, B, C, D$ $b_{xv} > 0$, $b_{yv} > 0$, а в АФМ среде с $v = C$ $b_{yC} > \gamma_1^2/\alpha_C$, $b_{xC} > \gamma_2^2/\alpha_C$, то, как показывает расчет, в основном состоянии для каждой из сред в (1)–(3) $\mathbf{l}_{0v}\|OZ$, $|\mathbf{m}_{0v}| = 0$. В этом случае спектр этих магнонных мод в АФМ средах (2)–(3) с учетом v может быть представлен как (g_v – g фактор в среде v)

$$\omega_{\beta v}^2 = \omega_{0\beta v}^2 + c_v^2\mathbf{k}^2, \quad \beta = f, a,$$
$$\omega_{0\beta v}^2 \equiv g_v^2M_{0v}^2\delta_v b_{\beta v}, \quad c_v^2 \equiv g_v^2M_{0v}^2\delta_v\alpha_v,$$
$$b_{fv} \equiv b_{xv}, \quad b_{av} \equiv b_{yv}, \quad V = \bar{A}, A, B, D. \qquad (4)$$
$$\omega_{fC}^2 = \bar{\omega}_{0fC}^2 + c_C^2\left[k_z^2 + \left(k_x - \frac{\gamma_1}{\alpha_C}\right)^2\right];$$
$$\omega_{aC}^2 = \bar{\omega}_{0aC}^2 + c_C^2\left[k_z^2 + \left(k_x - \frac{\gamma_2}{\alpha_C}\right)^2\right];\ v = C.$$
$$\bar{\omega}_{0fC}^2 \equiv g_C^2M_{0C}^2\delta_C\left[b_{yC} - \frac{\gamma_1^2}{\alpha_C}\right];$$
$$\bar{\omega}_{0aC}^2 \equiv g_C^2M_{0C}^2\delta_C\left[b_{xC} - \frac{\gamma_2^2}{\alpha_C}\right]. \qquad (5)$$

Если ограничиться частотами спиновых колебаний, много меньшими обменной частоты ($\omega \ll g_v\delta_vM_{0v}$), то спин-волновая динамика АФМ среды (2) вместо уравнений Ландау–Лифшица, как известно, может быть описана с помощью системы эффективных уравнений движения только для компонент вектора антиферромагнетизма (т.е. в рамках рассматриваемой модели уравнения и $\mathbf{k} \in XZ$ только для l_{yv} при $\beta = f$ и только для l_{xv} при $\beta = a$) [14]. В этом случае на каждой из межслоевых границ раздела рассматриваемой структуры условия жесткой обменной "склейки" контактирующих магнитных сред могут быть представлены в виде:

$$\alpha_vM_{0v}^2\frac{\partial l_{\beta v}}{\partial\zeta} = \alpha_\mu M_{0\mu}^2\frac{\partial l_{\beta\mu}}{\partial\zeta};\ l_v = l_\mu;$$
$$\beta = a, f;\ v \neq \mu = \bar{A}, A, B, C, D. \qquad (6)$$

Для выбранной геометрии распространения возможно независимое распространение обменных спиновых волн с $\beta = f$ и $\beta = a$. Пусть в каждой из сред в (1)–(3) h- компонента волнового вектора спиновой волны вдоль линии пересечения плоскости падения и плоскости границы раздела слоев с нормалью вдоль $\mathbf{q}$. Ограничимся случаем, когда с учетом (4)–(5) параметры рассматриваемой слоистой магнитной структуры (1)–(2) одновременно таковы, что при заданных значениях частоты ω и угла падения ϑ слои сред с $v = B$ и с $v = D$ поддерживают антиволноводный ($k_v^2 < 0$), а среды с $v = \bar{A}, C, A$ волноводный ($k_v^2 > 0$) режимы распространения обменных спиновых волн с $\beta = f, a$. В результате, например, для $\mathbf{q}\|OX$, $\mathbf{k} \in XZ$

$$k_{\beta\bar{A}}^2 > 0,\ k_{\beta B}^2 = -\eta_{\beta B}^2 < 0,\ k_{\beta D}^2 = -\eta_{\beta D}^2 < 0,$$
$$k_{\beta C}^2 > 0,\ k_{\beta A}^2 > 0,\ \beta = f, a, \qquad (7)$$
$$k_{fC}^2 = \frac{\omega^2 - \bar{\omega}_{0fC}^2}{c_C^2} - \left(h - \frac{\gamma_1}{\alpha_C}\right)^2;$$

$$k_{aC}^2 = \frac{\omega^2 - \bar{\omega}_{0aC}^2}{c_C^2} - \left(h - \frac{\gamma_2}{\alpha_C}\right)^2 \quad v = C, \qquad (8)$$

$$k_{\beta v}^2 \equiv \frac{\omega^2 - \omega_{0\beta v}^2}{c_v^2} - h^2, \ v = \bar{A}, A, B, D.$$

Таким образом, (1)–(8) – обменный аналог используемого в оптике открытого асимметричного резонатора Фабри–Перо [15]. В этом случае амплитудные коэффициенты прохождения $W_\beta(\zeta = 0)$ и отражения $R_\beta(\zeta = L)$ для плоской объемной спиновой волны с $\beta = f$ (или $\beta = a$), падающей под углом ϑ к нормали $\mathbf{q}$ из полуограниченной АФМ среды $\bar{A}$ и проходящей через многослойный дефект, составленный из сред с $v = B, C, D$ в полуограниченную среду для заданных $\omega - h$ определяются из следующей системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{pmatrix} 1 + V_\beta \\ iZ_\beta(-1 + V_\beta) \end{pmatrix}_{\zeta = L} = \overline{\overline{T}}^{\beta}(L) \begin{pmatrix} W_\beta \\ -iZ_{\beta A} W_\beta \end{pmatrix}_{\zeta = 0};$$

$$|V_\beta|^2 + |W_\beta|^2 = 1, \ v = B, C, D, \qquad (9)$$

$$\overline{\overline{T}}^{\beta}(L) \equiv \overline{\overline{T}}^{\beta B}(d_B) \overline{\overline{T}}^{\beta C}(d_c) \overline{\overline{T}}^{\beta D}(d_D), \ |\overline{\overline{T}}^{\beta}(L)| = 1,$$

$$\sin\vartheta \equiv \frac{h}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_{0\beta \overline{A}}^2)/c_{\overline{A}}^2}}, \beta = f, a.$$

Для каждой из сред с $v = B, C, D$ в (8)–(9) пространственное распределение вдоль ζ спиновых колебаний с заданными ω и h и поляризацией $\beta = f, a$ для $k_{\beta v}^2 > 0$ определяется следующими соотношениями ($Z_{\beta v} \equiv \alpha_v M_{0v}^2 k_{\beta v}$):

$$L_{\beta v}(\zeta) \equiv \begin{pmatrix} l_{\beta v} \\ iZ_{\beta v} l_{\beta v} \end{pmatrix},$$

$$L_{\beta v}(\zeta = \zeta_2) = \overline{\overline{T}}^{\beta v}(\zeta_2 - \zeta_1) L_{\beta v}(\zeta = \zeta_1);$$

$$\overline{\overline{T}}^{\beta v}(\zeta) = \begin{pmatrix} \cos(k_{\beta v}\zeta) & -\dfrac{\sin(k_{\beta v}\zeta)}{Z_{\beta v}} \\ Z_{\beta v}\sin(k_{\beta v}\zeta) & \cos(k_{\beta v}\zeta) \end{pmatrix}. \qquad (10)$$

Расчет показывает, что если в условиях (7)–(8) частота ω и угол падения (h) плоской монохроматической спиновой волны с $\beta = f$ или с $\beta = a$ таковы, что

$$|Z_{\beta B}|(T_{11}^{\beta C} + T_{12}^{\beta C}|Z_{\beta D}|) + (T_{21}^{\beta C} + T_{22}^{\beta C}|Z_{\beta D}|) = 0,$$

$$\overline{\overline{T}}^{\beta v} \equiv \begin{pmatrix} T_{11}^{\beta v} & T_{12}^{\beta v} \\ T_{21}^{\beta v} & T_{22}^{\beta v} \end{pmatrix}, \ \beta = f, a, \qquad (11)$$

то для рассматриваемой системы обменносвязанных АФМ слоев амплитуда эванесцентной спиновой волны с $\beta = f, a$ на границе $\zeta = 0$ при $\eta_{\beta B} d_B = \eta_{\beta D} d_D \gg 1$ резко усиливается ($|W_\beta(\zeta = 0)| \propto 1$), в то время как вне условий (11) $|W_\beta(\zeta = 0)| \ll 1$, ($\eta_{\beta B} d_B = \eta_{\beta D} d_D \gg 1$) $\beta = f, a$ (см. также [16]). Как показывает анализ, соотношение (11) определяет спектр нормальных волноводных спиновых колебаний слоя среды АФМ с $v = C$, обе поверхности которого связаны обменными граничными условиями (6) с полуограниченными полупространствами заполненными АФМ средой (2) с $v = B$ и $v = D$, в которых распространяются эванесцентные спиновые волны соответствующей поляризации $\beta = f, a$ ($\eta_{\beta B}^2 > 0$, $\eta_{\beta D}^2 > 0$). Однако (11) является только необходимым условием для полного резонансного прохождения плоской объемной спиновой волны с $\beta = f, a$ (в (9) $\overline{\overline{T}}^{\beta}(L) = \overline{\overline{I}}$, $\overline{\overline{I}}$ – единичный тензор), т.е. для $|W_\beta(\zeta = 0) = 1$. При выполнении (11) дальнейшее увеличение $|W_\beta(\zeta = 0)|$ в обменно связанной слоистой магнитной структуре (1)–(6) возможно, если одновременно с (11) в (1), (2)–(9) среды с $v = B$ и $v = D$ были эквивалентны между собой (см. также [16]):

$$k_{\beta \overline{A}}^2 \equiv k_{\beta A}^2 > 0, \ \overline{\overline{T}}^{\beta B}(d_B) \equiv \overline{\overline{T}}^{\beta D}(d_D),$$

$$k_{\beta B}^2 \equiv k_{\beta D}^2, \ d_B = d_D = d, \ \beta = f, a \qquad (12)$$

(обменный аналог открытого симметричного резонатора Фабри–Перо [15]). Минимум $|W_\beta(\zeta = 0)|$ для структуры (1)–(6) достигается, если частота и угол падения плоской спиновой волны с $\beta = f$ (или $\beta = a$) в среде $\overline{A}$ связаны между собой в зависимости от поляризации волны β условием

$$k_{\beta C} d_C = \varphi_{CB}^{\beta} + \varphi_{CD}^{\beta} + (2n-1)\frac{\pi}{2}, \ n = 1, 2, \ldots, \ \beta = f, a, \qquad (13)$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{CB}^{\beta} = \frac{|Z_{\beta B}|}{Z_{\beta C}}, \ \operatorname{tg}\varphi_{CD}^{\beta} = \frac{|Z_{\beta D}|}{Z_{\beta C}}, \ \beta = f, a, \qquad (14)$$

(см. также [17, 18]). Расчет показывает, что при $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$ соотношение (11) является также и условием резонансного усиления амплитуды эванесцентной спиновой волны с $\beta = f$ или $\beta = a$ (по сравнению с падающей) на границе $\zeta = d_C$ для обменносвязанной (6) слоистой структуры с термодинамическим потенциалом вида:

$$F(-\infty < \zeta < \infty) = F_{\overline{A}}(\zeta > d_B + d_C) + \qquad (15)$$

$$+ F_B(d_B + d_C > \zeta > d_C) + F_C(d_C > \zeta > 0) + F_D(\zeta < 0)$$

в случае, когда параметры падающей волны и слоистой магнитной структуры, отвечающие (2), (15), одновременно таковы , что вместо (7)

$$k_{\beta \overline{A}}^2 > 0, \ k_{\beta B}^2 = -\eta_{\beta B}^2 > 0, \ k_{\beta C}^2 > 0, \ k_{\beta D}^2 = -\eta_{\beta D}^2 > 0,$$

$$|l_{\beta D}(\zeta \to -\infty)| \to 0,\ \beta = f, a, \qquad (16),$$

вследствие чего (15) является обменным аналогом используемой в оптике двухслойной схемы Кречманна [19]. В результате, в случае (2), (4), (15) соотношение (11) можно рассматривать как дисперсионное соотношение для поверхностной спиновой волны с $\beta = f$ или $\beta = a$ в слоистой структуре (2)–(3), (6), (15), локализованной на границе раздела $\zeta = d_C$ между полупространством, заполненным АФМ с $v = B$, $k^2_{\beta B} < 0$ $(\zeta > d_C)$, и двухслойной структурой, состоящей из слоя АФМ среды с $v = C$, $k^2_{\beta C} > 0$ и полупространства, заполненного АФМ с $v = D$, $k^2_{\beta D} < 0$ $(\zeta < 0)$ (см. также [10]). Вместе с тем для рассматриваемой модели слоистой структуры (15) и с ограничениями (16)

$$\begin{pmatrix} 1 + V_\beta \\ iZ_\beta(-1 + V_\beta) \end{pmatrix}_{\zeta = d_B + d_C} =$$

$$= \overline{\overline{Q}}^{\beta}(d_B + d_C) \begin{pmatrix} W_\beta \\ |Z_{\beta D}| W_\beta \end{pmatrix}_{\zeta = 0};$$

$$\overline{\overline{Q}}^{\beta} \equiv \overline{\overline{T}}^{\beta B}(d_B) \overline{\overline{T}}^{\beta C}(d_C),\ V = B, C, D. \qquad (17)$$

В результате на границе раздела $\zeta = d_C$ максимальное усиление интенсивности эванесцентной спиновой волны с поляризацией β в случае $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$ $W_\beta(\zeta = d_C)$ достигается для таких сочетаний ω и h, при которых обращается в ноль входной спин-волновой импеданс на границе раздела $\zeta = d_C + d_B$ [20]:

$$Q^{\beta}_{21} + Q^{\beta}_{22}|Z_{\beta D}| = 0; W_\beta(\zeta = d_C) = 2T^{\beta B}_{22},\ \beta = f, a. \qquad (18)$$

Анализ показывает, что (18) отвечает дисперсионному уравнению нормальных распространяющихся спиновых колебаний с $\beta = f$ или $\beta = a$ в слоистой структуре (2)–(8), (15), если на ее поверхности (т.е при $\zeta = d_C + d_B$) спиновые колебания среды с $v = B$ полностью свободны ($\alpha_{\overline{A}} = 0$, $\partial l_{\beta B}/\partial \zeta = 0$). Совместный анализ (7)–(11), (17)–(18) показывает, что в обсуждаемой слоистой магнитной структуре (1)–(10), (15) и при выполнении (16) резонансное усиление амплитуды эванесцентной спиновой волны с $\beta = f$ или $\beta = a$, помимо (1), (18), для $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$ может быть достигнуто также и на поверхности полуограниченной АФМ среды с $v = D$, т.е. при $\zeta = 0$ $(W_\beta(\zeta = 0))$. Для плоской спиновой волны, падающей из полуограниченной АФМ среды с $v = \overline{A}$ $(\zeta > d_B + d_C)$, условие, определяющее соответствующие сочетания ω и h, по-прежнему отвечает (18): равенству нулю входного спин-волнового импеданса на поверхности рассматриваемой обменносвязанной слоистой структуры (при $\zeta = d_C + d_B$), но теперь

$$W_\beta(\zeta = 0) = 2Q^{\beta}_{22},\ \beta = f, a. \qquad (19)$$

В обоих случаях для $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$ $|W_\beta(\zeta = d_C)| \gg 1$ и $|W_\beta(\zeta = 0)| \gg 1$. Отметим, что как соотношение (11), так и равенство нулю входного спин-волнового импеданса на поверхности обменносвязанной слоистой структуры, как условие резонансного усиления амплитуды эванесцентных спиновых волн с $\beta = f$ или $\beta = a$ ($|W_\beta(\zeta = d_C)| \gg 1$ и $|W_\beta(\zeta = 0)| \gg 1$) при $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$, сохраняется в (2)–(3), (6)–(10), (15)–(19) и для $|Z_{\beta D}| \equiv 0$, если одновременно спины на нижней поверхности слоя с $v = C$, т.е при $\zeta = 0$, считаются полностью свободными (так как $\alpha_D = 0$). Подобная слоистая структура может рассматриваться как обменный аналог известного в оптике эталона Жиро–Турнуа [21]. Вследствие наличия в слое АФМ с $v = C$ неоднородного взаимодействия Лифшица–Дзялошинского (3) в рассматриваемой геометрии падения спиновой волны $\mathbf{q} \| OX$, $\mathbf{k} \in XZ(\mathbf{l}_{0v} \| OZ, |\mathbf{m}_{0v}| = 0)$ $k_{\beta C}(\omega, h) \neq k_{\beta C}(\omega, -h)$. В результате в (9) или (17) для $W_\beta = |W_\beta| \exp(i\psi_\beta)$ и $V_\beta = |V_\beta| \exp(i\varphi_\beta)$

$$|W_\beta(h)| \neq |W_\beta(-h)|,\ |V_\beta(h)| \neq |V_\beta(-h)|,$$

$$\varphi_\beta(h) \neq \varphi_\beta(-h),\ \psi_\beta(h) \neq_\beta (-h),\ \beta = a, f. \qquad (20)$$

Как показывает анализ, во всех рассмотренных выше обменных слоистых структурах эффекты усиления амплитуды эванесцентных спиновых волн с $\beta = f$ или с $\beta = a$ физически были обусловлены резонансным возбуждением в рассматриваемой многослойной структуре (1) или (15) слабовытекающей [20] спиновой волны соответствующей поляризации β. Для заданной частоты падающей волны ω дисперсионные свойства такой вытекающей волны можно представить как $h_\beta(\omega) = h'_\beta - ih''_\beta(\mathrm{Im}\{h'_\beta\} = \mathrm{Im}\{h''_\beta\} = 0)$, и тогда условие слабого вытекания примет вид $|h'_\beta| \gg |h''_\beta|$. В результате на плоскости внешних параметров в окрестности такой вытекающей спиновой волны для W_β и V_β, в (9), (11) и (17), (18)

$$W_\beta \approx \frac{iW_{\beta 0}}{h - h'_\beta - ih''_\beta},\ (|V_\beta| \le 1),$$

$$V_\beta = -\frac{h - h'_\beta + ih''_\beta}{h - h'_\beta - ih''_\beta},\ (|V_\beta| = 1),\ \beta = f, a, \qquad (21)$$

где для заданного ω h'_β определяется (11) для (1) и (18) для (15) (см. также [9, 17, 21]). Для W_β в (19) $W_{\beta 0}/h''_\beta \le 1$ при $|V_\beta| < 1$, тогда как при $|V_\beta| = 1$

и $\eta_{\beta B} d_B \gg 1$, в (21) одновременно $W_{\beta 0}/h''_\beta \gg 1$, $|h'_\beta| \gg |h''_\beta|$.

До сих пор в данной работе анализировались условия усиления только амплитуды эванесцентных спиновых волн в случае падения на рассматриваемую слоистую систему магнитных слоев плоской обменной монохроматической спиновой волны с $\beta = f$ или с $\beta = a$. Однако, как следует из (1)–(10) и в случае коэффициента отражения $V_\beta(\omega, h)$, и в случае коэффициента прохождения $W_\beta(\omega, h)$ в окрестности всех отмеченных выше эффектов резонансного усиления одновременно $\partial|V_\beta|/\partial h \neq 0$, $\partial\varphi_\beta/\partial h \neq 0$, $\partial|W_\beta|/\partial h \neq 0$, $\partial\psi_\beta/\partial h \neq 0$. Вместе с тем, как известно [17], реальные источники волн дают монохроматическую волну с фронтом, отличающимся от плоского. При этом из физики слоистых сред следует, что если падающая под углом $\vartheta = \vartheta_0$ извне на слоистую структуру монохроматическая волна не является плоской, то в условиях частичного отражения плоской объемной (в данном случае спиновой) волны, сопровождающемся изменением фазы отраженной и (или) прошедшей через слоистую структуру с коэффициентом прохождения W_β и коэффициентом отражения V_β, имеет место изменение пространственной структуры квазиплоской спиновой волны (как и для электромагнитных или упругих волн [17, 20]). Если ограничиться производными первого порядка по углу падения от амплитуды и фазы как W_β, так и V_β, то соответствующие соотношения принимают вид ($\beta = f, a$) [9, 22]:

$$-i\Delta_{V\beta} + s_{V\beta} = \left(\frac{\partial \ln V_\beta}{\cos\vartheta\partial\vartheta}\right)\Bigg|_{\vartheta=\vartheta_0},$$

$$-i\Delta_{W\beta} + s_{W\beta} = \left(\frac{\partial \ln W_\beta}{\cos\vartheta\partial\vartheta}\right)\Bigg|_{\vartheta=\vartheta_0}. \qquad (22)$$

Величины $\Delta_{V\beta}(\vartheta)$, $\Delta_{W\beta}(\vartheta)$ и $s_{V\beta}(\vartheta)$, $s_{W\beta}(\vartheta)$ - характеризуют, соответственно, пространственный и угловой эффекты Гуса–Хенхен для отраженной $(\Delta_{V\beta}(\vartheta), s_{V\beta}(\vartheta))$ и прошедшей $(\Delta_{W\beta}(\vartheta), s_{W\beta}(\vartheta))$ через слоистую структуру квазиплоской спиновой волны с $\beta = f$ или $\beta = a$. Анализ возможности целенаправленного влияния на эти характеристики распространяющихся остронаправленных пучков спиновых волн представляет значительный интерес для практических приложений магноники. Совместный анализ соотношений (1)–(22) показал, что для всех случаев резонансного изменения амплитуды эванесцентной плоской спиновой волны с $\beta = f$ или $\beta = a$ (11), (13), (18) одновременно имеет место и резонансное усиление магнонных аналогов эффекта Гуса–Хенхен. Одновременно для $\mathbf{q}\|OX$, $\mathbf{k} \in XZ(\mathbf{l}_{0v}\|OZ, |\mathbf{m}_{0v}| = 0)$ следствием $k_{\beta C}(\omega, h) \neq k_{\beta C}(\omega, -h)$ будет также и невзаимность магнонных незеркальных эффектов первого порядка для остронаправленных пучков спиновых волн с $\beta = f$ или $\beta = a$:

$$P_\beta(\vartheta_0) \neq P_\beta(-\vartheta_0),\ P_\beta(\vartheta_0 = 0) \neq 0,$$

$$P_\beta(\vartheta_0 > \vartheta_{\beta *})P_\beta(\vartheta_0 < \vartheta_{\beta *}) < 0,$$

$$P_\beta(\vartheta_0 > 0)P_\beta(\vartheta_0 < 0) < 0\ (|\vartheta_0| \ll |\vartheta_{\beta *}|),$$

$$P_\beta(\vartheta) \equiv \{s_{W\beta}(\vartheta), s_{V\beta}(\vartheta), \Delta_{W\beta}(\vartheta), \Delta_{V\beta}(\vartheta)\}. \qquad (23)$$

Следует также отметить, что если в (3) $\gamma_1\gamma_2 < 0$, то, как показывает расчет, в случае $\mathbf{q}\|\mathbf{l}_{0v}\|OZ$, $\mathbf{k} \in XZ$ во всех приведенных выше соотношениях вместо (8)

$$\left(k_{fC} - \frac{\gamma_1}{\alpha_C}\right)^2 = \frac{\omega^2 - \overline{\omega}_{0fC}^2}{c_C^2} - h^2;$$

$$\left(k_{aC} - \frac{\gamma_2}{\alpha_C}\right)^2 = \frac{\omega^2 - \overline{\omega}_{0aC}^2}{c_C^2} - h^2; \beta = f, a. \qquad (24)$$

В результате при $\mathbf{q}\|\mathbf{l}_{0v}\|OZ$, $\mathbf{k} \in XZ$ определяемые (23) эффекты невзаимности для амплитуды и фазы коэффициентов отражения и преломления в рассматриваемой обменносвязанной структуре отсутствуют как для $\beta = f$, так и для $\beta = a$. Для симметричной обменносвязанной магнитной структуры (1)–(3), (12)

$$\Delta_{\beta V}(\vartheta_0) = \Delta_{\beta W}(\vartheta_0). \qquad (25)$$

Если же обсуждаемая обменносвязанная слоистая магнитная структура (1)–(3) асимметрична относительно своей срединной плоскости ($\eta_{\beta B} d_B \neq \eta_{\beta D} d_D$) (или симметрична, но находится в асимметричном окружении ($\eta_{\beta\overline{A}} d_{\overline{A}} \neq \eta_{\beta A} d_A$)), то для магнонного эффекта Гуса–Хенхен (см. также [23]) в (22)):

$$\Delta_{\beta V}(\vartheta_0) \neq \Delta_{\beta W}(\vartheta_0),$$

$$|\Delta_{V\beta}(\vartheta_0)| \neq |\Delta_{V\beta}(\pi - \vartheta_0)|,\ \vartheta_0 \neq 0,\ \beta = f, a. \qquad (26)$$

Следует особо остановиться на случае, когда структура термодинамического потенциала АФМ среды с $v = C$ такова, что уже в обменном приближении ее спин-волновая динамика (а, значит, и всей слоистой структуры (1)–(3)) при $\mathbf{q}\|OX$, $\mathbf{k} \in XZ$ описывается матрицей перехода $\overline{\overline{C^{\beta\delta}}}$ размерности 4×4:

$$\begin{pmatrix} L_{aC} \\ L_{fC} \end{pmatrix}_\zeta = \begin{pmatrix} \overline{\overline{C^{aa}}}(\zeta) & \overline{\overline{C^{af}}}(\zeta) \\ \overline{\overline{C^{fa}}}(\zeta) & \overline{\overline{C^{ff}}}(\zeta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_{aC} \\ L_{fC} \end{pmatrix}_{\zeta=0}, \qquad (27)$$

$\mathbf{k} \in XZ$. В частности это возможно, если в термодинамическом потенциале нецентросимметричного ЛО АФМ с $v = C$ (2), (3) $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, но имеется инвариант Лифшица–Дзялошинского вида

$$F_{ILD} = M_{0C}^2 \gamma \left(l_{xC} \frac{\partial l_{yC}}{\partial z} - l_{yC} \frac{\partial l_{xC}}{\partial z} \right). \qquad (28)$$

Для рассматриваемой плоскости падения $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{l}_{0C} \| OZ$ учет (28) приводит к матрице перехода (27) как для $\mathbf{q} \| OX$, так и для $\mathbf{q} \| OZ$. Чтобы избежать громоздких выражений в дальнейшем элементы матрицы $\overline{\overline{C}}^{\beta\delta}$ конкретизировать не будем. В этом случае, с учетом (8)–(10), и введенных выше обозначений структура матрицы перехода 4×4 обобщающей матрицу перехода 2×2 $\overline{\overline{T}}^{\beta}(L)$ в (9) может быть представлена как

$$\begin{pmatrix} L_{a\overline{A}} \\ L_{f\overline{A}} \end{pmatrix}_{\zeta = L} = \overline{\overline{\Phi}}(L) \begin{pmatrix} L_{aA} \\ L_{fA} \end{pmatrix}_{\zeta = 0},$$

$$\overline{\overline{\Phi}} \equiv \begin{pmatrix} \overline{\overline{T^{aB}}}(d_B) & \overline{\overline{0}} \\ \overline{\overline{0}} & \overline{\overline{T^{fB}}}(d_B) \end{pmatrix} \times \qquad (29)$$

$$\times \begin{pmatrix} \overline{\overline{C^{aa}}}(d_C) & \overline{\overline{C^{af}}}(d_C) \\ \overline{\overline{C^{fa}}}(d_C) & \overline{\overline{C^{ff}}}(d_C) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\overline{T^{aD}}}(d_D) & \overline{\overline{0}} \\ \overline{\overline{0}} & \overline{\overline{T^{fD}}}(d_D) \end{pmatrix}.$$

При этом для входящих в (27)–(29) матриц перехода $\overline{\overline{C}}^{\beta\delta}$ размерности 2×2 при $\gamma_1 = 0$ (28) имеет место $\overline{\overline{C^{aa}}} = \overline{\overline{T^{aC}}}$, $\overline{\overline{C^{ff}}} = \overline{\overline{T^{fC}}}$, $\overline{\overline{C^{af}}} = \overline{\overline{0}}$, $\overline{\overline{C^{fa}}} = \overline{\overline{0}}$. Если же в (29) $\overline{\overline{C^{af}}} \neq \overline{\overline{0}}$, $\overline{\overline{C^{fa}}} \neq \overline{\overline{0}}$, то для падающей из АФМ среды с $v = \overline{A}$ на рассматриваемый трехслойный дефект (1)–(6), (28) квазиантиферромагнитной плоской спиновой волны[2)] в условиях

$$k_{a\overline{A}}^2 > 0,\ k_{aA}^2 > 0,\ k_{f\overline{A}}^2 \equiv -\eta_{f\overline{A}}^2 < 0,$$

$$k_{fA}^2 \equiv -\eta_{fA}^2 < 0,\ \beta = f, a \qquad (30)$$

возможен эффект полного резонансного отражения ($|W^{aa}(\zeta = 0)| = 0$) для тех сочетаний ω и h, при которых в условиях (30) система однородных линейных относительно произвольных амплитуд $\overline{A}_f$, A_f алгебраических уравнений с учетом (7)

$$L_{f\overline{A}} = \overline{\overline{\Phi^{ff}}} L_{fA};\ l_{f\overline{A}}(\zeta > L) = \overline{A}_f \exp(-\eta_{f\overline{A}}\zeta),$$

$$l_{fA}(\zeta < 0) = A_f \exp(\eta_{fA}\zeta),\ \overline{\overline{\Phi}} = \begin{pmatrix} \overline{\overline{\Phi^{aa}}}(\zeta) & \overline{\overline{\Phi^{af}}}(\zeta) \\ \overline{\overline{\Phi^{fa}}}(\zeta) & \overline{\overline{\Phi^{ff}}}(\zeta) \end{pmatrix}, \qquad (31)$$

имеет отличное от нуля решение при $|\overline{A}_f| + |A_f| \neq 0$ ($\overline{\overline{\Phi^{\beta\delta}}}$ – матрица размерности 2×2). Анализ показывает, что соотношение (31) представляет собой спектр нормальных спиновых волн с $\beta = f$ плоского трехслойного спинового волновода толщиной L, составленного из слоев сред с $v = B, C, D$. Внешние поверхности такого волновода связаны с АФМ полупространствами с $v = \overline{A}$ и A, в каждом из которых с этими же значениями ω и h распространяются эванесцентные спиновые волны с $\beta = f$ ($\eta_{f\overline{A}}^2 > 0$, $\eta_{fA}^2 > 0$). Полное прохождение квазиплоской волны с $\beta = a$ через рассматриваемый плоский трехслойный дефект $|W^{aa}(\zeta = 0)| = 1$ в условиях (30) возможно при таких сочетаниях ω и h, для которых система двух однородных линейных относительно произвольных амплитуд $\overline{A}_f$, A алгебраических уравнений, с учетом (9), (27)–(29):

$$L_{f\overline{A}} = \left(\overline{\overline{\Phi^{ff}}} - \overline{\overline{\Phi^{fa}}} (\overline{\overline{\Phi^{aa}}} - \overline{\overline{I}})^{-1} \overline{\overline{\Phi^{af}}} \right) L_{fA},$$

$$l_{f\overline{A}}(\zeta > L) = \overline{A}_f \exp(-\eta_{f\overline{A}}\zeta),$$

$$l_{fA}(\zeta < 0) = A_f \exp(\eta_{fA}\zeta) \qquad (32)$$

имеет отличное от нуля решение для ненулевых $\overline{A}_f$, A_f. Как показывает анализ, соотношения (31) и (32) сохраняются и для $d_B = d_D = 0$ (причем даже в пределе $k_{\beta C} d_C \ll 1$), поскольку являются результатом формирования в рассматриваемой слоистой магнитной структуре спин-волнового аналога резонанса Фано (конструктивной и деструктивной интерференции магнонов) [24]. С учетом инварианта (28), в неограниченной АФМ среде (2), (3) спектр распространяющихся спиновых волн при условии $b_{xC} = b_{yC}$ имеет вид:

$$\left[\left(k_z - \frac{\gamma}{\alpha_C} \right)^2 + k_x^2 - \frac{\omega^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2} \right] \times$$

$$\times \left[\left(k_z + \frac{\gamma}{\alpha_C} \right)^2 + k_x^2 - \frac{\omega^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2} \right] = 0,$$

$$\overline{\omega}_{0C}^2 \equiv g_C^2 M_{0C}^2 \delta_C \left[b_C - \frac{\gamma^2}{\alpha_C} \right]. \qquad (33)$$

В результате при $\mathbf{q} \| OX$ и $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{l}_{0v} \| OZ$ и падении из среды с $v = \overline{A}$ объемной квазиплоской волны с $\beta = a$ как для отраженного, так и для прошедшего остронаправленного спин-волнового пучка (с $\beta = a$ или с $\beta = f$) одновременно $P_\beta(\vartheta_0) = P_\beta(-\vartheta_0)$,

[2)] Для используемого в данной работе обменного приближения выбор поляризации падающей плоской спиновой волны $\beta = a$, а не $\beta = f$ не принципиален. Все далее сказанное останется в силе и при $a \leftrightarrow f$.

$P_\beta(\vartheta_0 = 0) = 0$. Вместе с тем, включение постоянного внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0\|OZ$ при $\mathbf{q}\|OX$ и $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{l}_{0v}\|OZ$ в АФМ среде (3), (28) с $v = C$ без учета граничных условий спектр распространяющихся спиновых волн по-прежнему факторизуется, но теперь, в отличие от (33), становится невырожденным относительно $k_z \to -k_z$:

$$\left[\left(k_z - \frac{\gamma}{\alpha_C}\right)^2 + k_x^2 - \frac{(\omega + \omega_{HC})^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2}\right] \times$$

$$\times \left[\left(k_z + \frac{\gamma}{\alpha_C}\right)^2 + k_x^2 - \frac{(\omega - \omega_{HC})^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2}\right] = 0,$$

$$\omega_{HC} \equiv g_C H, \tag{34}$$

В результате, в указанной магнитооптической конфигурации при падении из среды с $v = \overline{A}$ объемной квазиплоской волны с $\beta = a$ как для отраженного, так и для прошедшего остронаправленного спин-волнового пучка и с $\beta = a$ и с $\beta = f$, одновременно $P_\beta(\vartheta_0) \neq P_\beta(-\vartheta_0)$, $P_\beta(\vartheta_0 = 0) \neq 0$. Если при $\mathbf{H}_0\|OZ$, $\mathbf{q}\|OX$ и $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{l}_{ov}\|OZ$ во всех АФМ средах (1)–(3) $b_{xv} = b_{yv}$, то спектр распространяющихся спиновых волн по-прежнему также факторизуется, но теперь, вместо (8), для $v = \overline{A}, A, B, D$ принимает вид

$$\left[\mathbf{k}^2 - \frac{(\omega + \omega_{Hv})^2 - \omega_{0v}^2}{c_v^2}\right] \times$$

$$\times \left[\mathbf{k}^2 - \frac{(\omega - \omega_{Hv})^2 - \omega_{0v}^2}{c_v^2}\right] = 0,$$

$$\omega_{Hv} \equiv g_v H. \tag{35}$$

В результате соотношения (6)–(23) структурно не изменятся, но с учетом замены $l_{\beta x} \to l_{\beta +} \equiv l_{\beta x} + i l_{\beta y}$, $l_{\beta y} \to l_{\beta -} \equiv l_{\beta x} - i l_{\beta y}$, а также того факта, что теперь для $\mathbf{q}\|OX$

$$k_{xC}^2 = \frac{(\omega + \omega_{HC})^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2} - \left(h - \frac{\gamma_1}{\alpha_C}\right)^2;$$

$$k_{yC}^2 = \frac{(\omega - \omega_{HC})^2 - \overline{\omega}_{0C}^2}{c_C^2} - \left(h + \frac{\gamma_1}{\alpha_C}\right)^2;\ v = C. \tag{36}$$

$$k_{xv}^2 = \frac{(\omega + \omega_{Hv})^2 - \omega_{0v}^2 - c_v^2 h^2}{c_C^2};$$

$$k_{yv}^2 = \frac{(\omega - \omega_{Hv})^2 - \omega_{0v}^2 - c_v^2 h^2}{c_C^2};\ v = \overline{A}, A, B, D. \tag{37}$$

Как следствие, эффекты, определяемые (11)–(23), (25), (26), по-прежнему остаются в силе. Следует также отметить, что найденные выше соотношения и связанные с ними эффекты также остаются в силе для рассмотренных выше примеров пятислойной, четырехслойной или трехслойной обменно-связанной магнитной структуры, если они составлены из слоев легкоосного ферромагнетика (ЛО ФМ) $\mathbf{k} \in XZ$. В этом случае структура термодинамического потенциала в (2)–(3) и граничные условия сильной обменной связи (6) при $\mathbf{q}\|OX$ могут быть представлены в виде [11]:

$$F_v = \frac{\alpha_v}{2}(\nabla \mathbf{m}_v)^2 + \frac{b_v}{2}(m_{xv}^2 + m_{yv}^2) - \mathbf{m}_v \mathbf{H};$$

$$v = \overline{A}, A, B, D. \tag{38}$$

$$F_C = \frac{\alpha_C}{2}(\nabla \mathbf{m}_C)^2 + \frac{b_C}{2}(m_{xC}^2 + m_{yC}^2) +$$

$$+ \gamma\left(m_{xc}\frac{\partial m_{yC}}{\partial z} - m_{yC}\frac{\partial m_{xC}}{\partial z}\right) - \mathbf{m}_C \mathbf{H};\ v = C.$$

$$\alpha_v \frac{\partial \mathbf{m}_{\beta v}}{\partial \zeta} = \alpha_\mu \frac{\partial \mathbf{m}_{\beta \mu}}{\partial \zeta};\ \mathbf{m}_v = \mathbf{m}_\mu;$$

$$\beta = a, f;\ v \neq \mu = \overline{A}, A, B, C, D. \tag{39}$$

При этом без учета граничных условий дисперсионные соотношения для спектра спиновых волн во всех ФМ средах (38), формирующих слоистые структуры (1), (15), также факторизуются, но теперь вместо (34)–(35), имеют вид ($\overline{\omega}_{0C} \equiv g_C M_{0C}\left[b_C - \frac{\gamma^2}{\alpha_C}\right]$, $\overline{c}_v \equiv g_v \alpha_v M_{0v}$):

$$\left[-\omega + \overline{\omega}_{0v} + \overline{\omega}_{vC} + \overline{c}_v(k_x^2 + k_z^2)\right] \times \tag{40}$$

$$\times \left[\omega + \overline{\omega}_{0v} + \overline{\omega}_{Hv} + \overline{c}_v(k_x^2 + k_z^2)\right] = 0,\ v = \overline{A}, A, B, D,$$

$$\left[-\omega + \overline{\omega}_{0C} + \overline{\omega}_{HC} + \overline{c}_C\left(k_x^2 + \left(k_z - \frac{\gamma}{\alpha_C}\right)^2\right)\right] \times$$

$$\times \left[\omega + \overline{\omega}_{0C} + \overline{\omega}_{HC} + \overline{c}_C\left(k_x^2 + \left(k_z - \frac{\gamma}{\alpha_C}\right)^2\right)\right] = 0,$$

$$v = C. \tag{41}$$

В результате, соотношения (8)–(10) структурно не изменятся, а определяемые на их основе эффекты усиления для системы обменно сильносвязанных (6) АФМ слоев со спектром (34)–(35) и $\mathbf{q}\|OX$, $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{H}_0\|\mathbf{l}_{0v}\|OZ$ (т.е. (11)–(23), (25), (26)) по-прежнему остаются в силе и для структуры (1) или (15) в случае обменно сильносвязанных слоев ЛО ФМ со спектром (40)–(41) и $\mathbf{q}\|OX$, $\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{m}_{0v}\|OZ$, но теперь с учетом замены $l_{\beta +} \to m_{\beta +} \equiv m_{\beta x} + i m_{\beta y}$, $l_{\beta -} \to m_{\beta -} \equiv m_{\beta x} + i m_{\beta y}$. Эти же соотношения остаются справедливы и для систем (1) или (15) из слоев ЛО АФМ (2), (27) и ЛО ФМ (38), если выполнены условия сильной обменной межслоевой связи. Кроме того, матрица перехода (29), как и связанные с ней соотношения (30)–(32) (спин-волновой резонанс Фано), возможны и в том случае, когда слоистую структуру (1) формируют центросимметричные среды, но при условии, что в слое среды C при $\mathbf{q}\|OX$,

$\mathbf{k} \in XZ$, $\mathbf{l}_{0C} = \{0, l_{0y}, l_{0z}\}$, $\mathbf{l}_{0v\neq C} \| OZ$ для (2), (3), (6) (или $\mathbf{m}_{0C} = \{0, m_{0y}, m_{0z}\}$, $\mathbf{m}_{0v\neq C} \| OZ$ для (38), (39)).

Таким образом в данной работе впервые показано, что в структурах из обменно сильно связанных магнитных слоев возможно резонансное усиление как интенсивности эванесцентных спиновых волн (распространяющихся или нераспространяющихся), так и сопутствующих им в таких структурах магнонных аналогов пространственного и углового эффекта Гуса–Хенхен при отражении и прохождении (в частности, и в условиях спин-волнового резонанса Фано). Особенности реализации таких эффектов в слоистых магнитных структурах с обменно-дипольным механизмом внутри- и межслоевой спин-спиновой связи будут рассмотрены отдельно.

1. *Spin Wave Confinement: Propagating Waves*, 2-nd edition, ed. by S. O. Demokritov, Pan Stanford Publishing, Singapour (2017).
2. W. A. Borders, H. Akima, S. Fukami, S. Moriya, S. Kurihara, Y. Horio, S. Sato, and H. Ohno, Appl. Phys. Express **10**, 013007 (2017).
3. R. E. Troncoso, C. Ulloa, F. Pesce, and A. Nunes, Review B **92**, 224424 (2015).
4. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
5. T. Jungwirth, J. Sinova, A. Manchon, X. Marti, J. Wunderlich, and C. Felser, Nature Phys. **14**, 200 (2018).
6. Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, Наука, М. (1979).
7. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **46**, 1420 (1964).
8. P. Gruszecki, M. Mailyan, O. Gorobets, and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **95**, 014421 (2017).
9. C. W. Hsue and T. Tamir, J. Opt. Soc. Am. A **2**, 978 (1985).
10. Y. Lévy, Y. Zhang, and J. C. Loulergue, Opt. Commun. **56**, 155 (1985).
11. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
12. Е. М. Лифшиц, ЖЭТФ **11**, 255 (1941).
13. В. Г. Барьяхтар, В. А. Львов, *Намагниченность неоднородно упорядоченных антиферромагнетиков и динамика доменных границ*, Препринт ИТФ АН Украины; 85-47Р, ИТФ АН Украины, Киев (1985).
14. А. К. Звездин, А. А. Мухин, Краткие сообщения по физике ФИАН **12**, 10 (1981).
15. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, М. (1988).
16. *Туннельные явления в твердых телах*, под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, Мир, М. (1973).
17. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, М. (1957).
18. *Волноводная оптоэлектроника*, под ред. Е. Тамира, Мир, М. (1991).
19. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, Phys. Rep. **408**, 131 (2005).
20. T. Tamir and H. L. Bertoni, J. Opt. Soc. Am. **61**, 1397 (1971).
21. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, М. (1987).
22. T. Tamir, J. Opt. Soc. Am. A. **3**, 558 (1986).
23. M. Kumari and S. Dutta Gupta, Opt. Commun. **285**, 617 (2011).
24. A. E. Miroshnichenko, S. Flach, and Y. S. Kivshar, Rev. Mod. Phys. **82**, 2257 (2010).