

НЕОДНОРОДНЫЕ ОБМЕННЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ЗАДАЧАХ РАССЕЯНИЯ

В. Д. Пойманов¹, В. В. Кругляк², В. Г. Шавров³

¹ Донецкий Национальный Университет, 83001, Донецк, ул. Университетская, 24

² University of Exeter, Stocker Road, Exeter, EX4 4QL, United Kingdom

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 19 ноября 2018 г.

Аннотация. В работе исследовано рассеяние обменных спиновых волн на границе раздела полубесконечных магнетиков с однородным основным состоянием. Рассмотрены условия формирования неоднородных обменных спиновых волн (НОСВ), соответствующих мнимым корням характеристического уравнения. Такие решения возникают в двуосных магнетиках, в которых отсутствует аксиальная симметрия, что приводит к эллиптической прецессии намагниченности. Эффект рассмотрен для случая малых эллиптичностей прецессии в рамках теории возмущений. Получены амплитудные коэффициенты отражения и прохождения и проведен их анализ. Показано, что в зависимости от соотношения частот однородного ФМР в соприкасающихся ферромагнетиках, частотная зависимость коэффициента отражения может быть монотонной или же иметь минимум. Происхождение последнего может быть отслезено к условию равенства волновых импедансов в предельном случае циркулярной прецессии. В то же время, введение в рассмотрение волновых импедансов в случае эллиптической прецессии не представляется возможным. Частотная зависимость коэффициента прохождения всегда остается монотонной.

Ключевые слова: двуосный ферромагнетик, неоднородные спиновые волны, эллиптичность, граничные условия.

Abstract. The paper studies the scattering of exchange spin waves at the interface of semi-infinite magnets with a uniform ground state. The conditions for the formation of inhomogeneous exchange spin waves (GSSB) corresponding to the imaginary

roots of the characteristic equation are considered. Such solutions arise in biaxial magnets, in which axial symmetry is absent, which leads to the elliptical precession of magnetization. The effect is considered for the case of small ellipticities of precession in the framework of perturbation theory. The amplitude reflection and transmission coefficients were obtained and their analysis was performed. It is shown that, depending on the frequency ratio of homogeneous FMR in contacting ferromagnets, the frequency dependence of the reflection coefficient can be monotonic or have a minimum. The origin of the latter can be traced to the condition of equality of the wave impedances in the limiting case of circular precession. At the same time, the introduction of wave impedances into consideration in the case of elliptical precession is not possible. The frequency dependence of the transmission coefficient always remains monotonous.

Keywords: biaxial ferromagnet, inhomogeneous spin waves, ellipticity, boundary conditions.

1. Введение

Устройства на спиновых волнах могут составить успешную конкуренцию классической электронике [1]. Это связано прежде всего с тем, что в отличие от спин-волновых устройств, работа электронных устройств на высоких частотах сопряжена с большими потерями на джоулево тепло. В этой связи актуализируются вопросы распространения и рассеяния спиновых волн (СВ) в неоднородных структурах, в частности – магнетных кристаллах [1,2], магнетных средах с антисимметричным обменом Дзялошинского [3,4] и с градиентным распределением магнетных характеристик [5].

Нахождение спектров СВ в структурах с непрерывной и дискретной трансляционной симметрией является хорошо известной задачей [6-17]. Так, в [6-13] подробно исследованы спектр и дисперсия магнетостатических волн (МСВ) в различных геометриях эксперимента. Дисперсия обменных спиновых волн (ОСВ) в различных магнетных кристаллах была рассмотрена, например, в [14-17]. Рассеяние МСВ и ОСВ было изучено в [16-24].

Для получения амплитуд рассеяния ОСВ используется коротковолновое приближение, часто в сочетании с приближением геометрической оптики [22,23]. Например, в [22,23] ОСВ описывается скалярной функцией, подчиняющейся уравнению типа Шредингера, а полученные коэффициенты рассеяния по виду совпадают с обычными френелевскими коэффициентами в оптике [26], отличаясь лишь законом дисперсии.

Однако хорошо известно, что особенностью ОСВ является наличие четырех корней в дисперсионном уравнении, из которых два мнимы, т.е. соответствуют экспоненциально убывающим либо возрастающим решениям [27]. Это должно приводить к отличию задач рассеяния ОСВ от классических, в которых динамическая переменная является либо скалярной функцией (давление в звуковой волне [28]), либо строго поляризована (ТЕ или ТМ волны в электромагнетизме [26]). В самом деле, в случае ОСВ можно говорить лишь о поляризации основного состояния, которая определяет киральность прецессии намагниченности. Поэтому каждая из рассеиваемых волн имеет по две динамические компоненты намагниченности. При этом, амплитуды этих компонент не являются независимыми, а связаны через соответствующие эллиптичности, определяемые из уравнения Ландау-Лифшица [27]. В то же время, система граничных условий для сшивки ОСВ решений на границе двух ферромагнитных сред содержит четыре скалярных уравнения. Таким образом, получаемая система уравнений в общем случае оказывается переопределенной, что приводит к несоответствию числа неизвестных амплитуд волн и уравнений. Поэтому, в общем случае, для решения задачи о рассеянии ОСВ необходим учет всех корней дисперсионного уравнения в граничных условиях (как действительных, так и мнимых).

Исключением из вышеизложенного является случай циркулярной поляризации, когда указанная система уравнений вырождается. Напротив, в двуосных ферромагнетиках, прецессирующий вектор намагниченности описывает эллипс, и можно ожидать, что существенную роль будут играть неоднородные ОСВ (НОСВ). Последние соответствуют мнимым корням

дисперсионного уравнения, так что их поле экспоненциально убывает при удалении от границы. В то же время, НОСВ не могут существовать в неограниченном пространстве из-за возрастания на одной из бесконечностей. Заметим также, что, в случае эллиптической поляризации, записанные для разных проекций намагниченности граничные условия не могут быть сведены одно к другому, как в случае циркулярной поляризации. Данная работа посвящена эффектам, связанным с учетом НОСВ в задачах рассеяния ОСВ на границе раздела полубесконечных однородных двуосных ферромагнетиков.

2. Модель и основные уравнения

Будем считать, что на границе раздела между ферромагнетиками существует обменная связь ферромагнитного типа, упорядочивающая граничные спины параллельно друг другу. Рассмотрим геометрию, в которой оси анизотропии граничащих двуосных ферромагнетиков совпадают по направлению между собой, так что основное состояние системы будет однородным. Равновесные намагниченности направлены вдоль оси x . Нормаль к границе раздела, вдоль которой распространяется ОСВ, совпадает с осью z . Плотность энергии в выбранной геометрии запишется в виде:

$$w = \begin{cases} w_a(z), & z < 0 \\ w_b(z), & z > 0 \end{cases} \quad (1)$$

где

$$w_p(z) = \frac{\alpha_p}{2M_p^2} \left(\frac{d\vec{M}_p}{dz} \right)^2 + \frac{\beta_{py}}{2} (\vec{n}_y \vec{M}_p)^2 + \frac{\beta_{pz}}{2} (\vec{n}_z \vec{M}_p)^2, \quad p = \overline{a, b}. \quad (2)$$

$\alpha_p > 0$ – обменные константы, $\beta_{p,y/z} > 0$ – константы анизотропии, \vec{M}_p – намагниченности в каждой из граничащих сред, \vec{n} – единичные векторы в соответствующих направлениях.

С учетом (2) уравнение Ландау-Лифшица в каждой среде имеет вид:

$$\dot{\vec{M}}_p = \gamma \left(\vec{M}_p \times \left(-\frac{\alpha_p}{M_p^2} \frac{d^2 \vec{M}_p}{dz^2} + \beta_{py} \vec{n}_y (\vec{n}_y \vec{M}_p) + \beta_{pz} \vec{n}_z (\vec{n}_z \vec{M}_p) \right) \right). \quad (3)$$

Граничные условия для компонент динамической намагниченности получаются из (3) интегрированием по малой окрестности границы [25]. Считая также, что граничные спины параллельны друг другу, получаем:

$$\frac{\alpha_a}{M_a^2} \vec{M}_a \times \frac{d\vec{M}_a}{dz} = \frac{\alpha_b}{M_b^2} \vec{M}_b \times \frac{d\vec{M}_b}{dz}, \quad (4)$$

$$\vec{M}_a \times \vec{M}_b = 0 \quad . \quad (5)$$

Линеаризуем (3)-(5) по малым отклонениям \vec{m}_p от основного состояния $M_p \vec{n}_x$

$$\vec{M}_p = M_p \vec{n}_x + \vec{m}_p. \quad (6)$$

Линеаризованные граничные условия (4)-(5) в проекциях имеют вид:

$$M_b m_{a,y/z} \Big|_{z=0} = M_a m_{b,y/z} \Big|_{z=0}, \quad (7)$$

$$\alpha_a M_b \frac{dm_{a,y/z}}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha_b M_a \frac{dm_{b,y/z}}{dz} \Big|_{z=0}. \quad (8)$$

Будем искать решение уравнения Ландау-Лифшица в виде:

$$m_{py} = A_{py} e^{i(k_p z - \omega t)}, \quad m_{pz} = A_{pz} e^{i(k_p z - \omega t)}. \quad (9)$$

Подставляя (6) и (9) в (3), получим:

$$-i\omega \vec{m}_p = \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 \vec{n}_x \times \vec{m}_p + \beta_{py} \vec{n}_z (\vec{n}_y \vec{m}_p) - \beta_{pz} \vec{n}_y (\vec{n}_z \vec{m}_p) \right). \quad (10)$$

Уравнение (10) представляет собой алгебраическую систему:

$$\begin{aligned} i\omega A_{py} &= \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{pz} \right) A_{pz}, \\ -i\omega A_{pz} &= \gamma M_p \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{py} \right) A_{py}, \end{aligned} \quad (11)$$

перемножив уравнения которой, найдем спектр:

$$\omega^2 = \gamma^2 M_p^2 \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{pz} \right) \left(\frac{\alpha_p}{M_p^2} k_p^2 + \beta_{py} \right). \quad (12)$$

Выражая отсюда волновой вектор каждой среды, получаем биквадратное уравнение:

$$(k_p^2)^2 + k_p^2 \frac{(\beta_{pz} + \beta_{py}) M_p^2}{\alpha_p} + \frac{M_p^4}{\alpha_p^2} \left(\beta_{pz} \beta_{py} - \left(\frac{\omega}{\gamma M_p} \right)^2 \right) = 0, \quad (13)$$

имеющее четыре корня, два из которых вещественны и соответствуют бегущим волнам, а два других чисто мнимые. Как уже было отмечено, в неограниченной магнитной среде такие корни следует отбросить как соответствующие неограниченно возрастающим решениям на бесконечности. Однако в среде с хотя бы одной границей один из них описывает затухающую от границы вглубь среды НОСВ и должен быть учтен.

Таким образом, в каждой рассматриваемой двуслойной среде имеется четыре волны, волновые векторы которых обозначим как:

$$k_p = \pm ik_{ps}, \pm k_{pv}, \quad (14)$$

где

$$k_{p,s/v} = \sqrt{\frac{M_p}{\gamma\alpha_p} (\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} \pm \omega_p)}. \quad (15)$$

$$\omega_p = \beta_p \gamma M_p, \quad \delta\omega_p = \delta\beta_p \gamma M_p, \quad \beta_p = \frac{\beta_{pz} + \beta_{py}}{2}, \quad \delta\beta_p = \frac{\beta_{pz} - \beta_{py}}{2}$$

Индексы s и v соответствуют НОСВ и бегущим (объемным) ОСВ соответственно. Отметим, что k_{pv} вещественны при частотах, больших частоты ферромагнитного резонанса (ФМР) [22, 23]. Обозначим также

$$\Omega_p = \gamma M_p \sqrt{\beta_{pz} \beta_{py}} = \sqrt{\omega_p^2 - \delta\omega_p^2} \quad (16)$$

Определим эллиптичность каждой из волн как

$$\eta_p = \frac{A_{pz}}{A_{py}}. \quad (17)$$

Для НОСВ и объемных ОСВ получаем подстановкой каждого из корней (15) в исходные уравнения (11):

$$\eta_{pv} = i\eta_p, \quad \eta_{ps} = -i\eta_p^{-1}, \quad \eta_p = \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} - \delta\omega_p}{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} + \delta\omega_p}}. \quad (18)$$

Заметим, что $\eta_{pv}\eta_{ps} = 1$, т.е. эллипсы объемных СВ и НОСВ повернуты друг относительно друга на 90 градусов. Прецессия в них осуществляется с разной киральностью - объемные СВ имеют правую поляризацию, а НОСВ – левую.

Согласно теории обыкновенных дифференциальных уравнений, общее решение исходной системы является суперпозицией полученных волн. Амплитудные коэффициенты для разных проекций связаны при каждом k с помощью (17):

$$m_{ny}(z) = M_n(A_{n+}e^{ik_{nv}z} + A_{n-}e^{-ik_{nv}z} + B_{n+}e^{k_{ns}z} + B_{n-}e^{-k_{ns}z}), \quad (19)$$

$$m_{nz}(z) = M_n(\eta_{pv}(A_{n+}e^{ik_{nv}z} + A_{n-}e^{-ik_{nv}z}) + \eta_{ps}(B_{n+}e^{k_{ns}z} + B_{n-}e^{-k_{ns}z})),$$

причем одна из амплитуд $B_{n\pm}$ всегда равна нулю.

Подставляя выражения (19) в граничные условия (7), (8), получим систему уравнений для амплитуд. При этом следует оставить только физические решения. Если волна падает из среды a в среду b слева направо, то $B_{a-} = B_{b+} = A_{b-} = 0$. Амплитуду падающей волны положим равной единице $A_{a+} = 1$. Введем также обозначения:

$$A_{a-} = r_v, \quad B_{a+} = r_s, \quad A_{b+} = t_v, \quad B_{b-} = t_s \quad (20)$$

и переобозначим индексы сред $a \rightarrow r, b \rightarrow t$. Тогда систему, полученную из (7)-(8), с учетом (15), (18) можно записать как

$$1 + r_v + r_s = t_v + t_s$$

$$\eta_r(1 + r_v) - \eta_r^{-1}r_s = \eta_t t_v - \eta_t^{-1}t_s$$

$$D_r(\chi_{rv}(1 - r_v) - i\chi_{rs}r_s) = D_t(\chi_{tv}t_v + i\chi_{ts}t_s)$$

$$D_r(\chi_{rv}\eta_r(1 - r_v) + i\chi_{rs}\eta_r^{-1}r_s) = D_t(\chi_{tv}\eta_t t_v - i\chi_{ts}\eta_t^{-1}t_s), \quad (21)$$

где

$$D_p = \frac{\sqrt{\alpha_p \omega_p}}{\gamma}, \quad \chi_{p,s/v} = \sqrt{\sqrt{\omega^2 + \delta\omega_p^2} \pm \omega_p}. \quad (22)$$

Исследуем решения полученной системы при малых параметрах эллиптичности $\delta\beta_p \ll 1$. Тогда $\chi_{p,s/v} \approx \sqrt{\omega \pm \omega_p}$, а для (18) получим в первом приближении:

$$\eta_p = 1 - \delta\varepsilon_p, \quad \eta_p^{-1} = 1 + \delta\varepsilon_p, \quad \delta\varepsilon_p = \frac{\delta\omega_p}{2\omega} = \frac{\gamma M_p}{2\omega} \delta\beta_p. \quad (23)$$

В выражениях для волновых векторов (15) поправки первого приближения отсутствуют, поэтому достаточно их писать в нулевом.

Из уравнений (21) находим в первом приближении по малым эллиптичностям:

$$\begin{aligned} 1 + r_v - \delta\varepsilon_r r_s &= t_v - \delta\varepsilon_t t_s \\ \delta\varepsilon_r(1 + r_v) + r_s &= \delta\varepsilon_t t_v + t_s \\ D_r(\chi_{rv}(1 - r_v) + i\delta\varepsilon_r \chi_{rs} r_s) &= D_t(\chi_{tv} t_v - i\delta\varepsilon_t \chi_{ts} t_s) \\ D_r(\chi_{rv} \delta\varepsilon_r(1 - r_v) - i\chi_{rs} r_s) &= D_t(\chi_{tv} \delta\varepsilon_t t_v + i\chi_{ts} t_s). \end{aligned} \quad (24)$$

Обсуждение результатов

Начнем с рассмотрения нулевого приближения по $\delta\beta_p$, что соответствует одноосной среде и циркулярно поляризованным ОСВ. В этом случае второе и четвертое уравнения (24) приводят к однородной системе:

$$r_{s0} = t_{s0}, \quad -D_r \chi_{rs} r_{s0} = D_t \chi_{ts} t_{s0}, \quad (25)$$

и таким образом, для границы раздела одноосных ферромагнетиков НОСВ отсутствуют. В дальнейших рассуждениях будем полагать $\chi_{p,s/v} = \sqrt{\omega \pm \omega_p}$. Отметим, что в данном приближении ω_p являются частотами ФМР в слоях согласно (16).

Амплитуды ОСВ в этом приближении определяются из первого и третьего уравнений (24):

$$1 + r_{v0} = t_{v0}, \quad D_r \chi_{rv}(1 - r_{v0}) = D_t \chi_{tv} t_{v0}, \quad (26)$$

откуда

$$r_{v0} = \frac{1-Z}{1+Z}, \quad t_{v0} = \frac{2}{1+Z}. \quad (27)$$

С учетом (22) относительный импеданс граничащих сред в нулевом приближении:

$$Z = \frac{D_t \chi_{tv}}{D_r \chi_{rv}} = D \sqrt{\frac{\omega - \omega_t}{\omega - \omega_r}}, \quad D = \frac{D_t}{D_r}. \quad (28)$$

Из (28) следует сохранение потока энергии ОСВ:

$$r_{v0}^2 + Z t_{v0}^2 = 1, \quad (29)$$

Графическое сравнение частотной зависимости модулей и фаз коэффициентов отражения и прохождения ОСВ для случаев циркулярной ($\delta\beta_p = 0$, формулы (27)-(28)) и эллиптической ($\delta\beta_p \neq 0$, точное решение системы (21)) прецессии намагниченности представлено на Рисунках 1-3.

В случае $\omega_t < \omega_r$ (Рисунки 1 и 2), амплитуды циркулярно поляризованных ОСВ вещественны при любой частоте выше ω_r . С увеличением частоты выражения (27) монотонно и асимптотически стремятся к

$$r_{v0}(\infty) = \frac{1-D}{1+D}, \quad t_{v0}(\infty) = \frac{2}{1+D}. \quad (30)$$

Следовательно, при $D < 1$ прошедшая волна усиливается за счет рассеяния отраженной волны в противофазе. В этом случае при частоте

$$\omega_0 = \frac{\omega_r - D^2 \omega_t}{1 - D^2} > \omega_r \quad (31)$$

коэффициент отражения обращается в нуль, а его фаза изменяется скачком на π . В случае $D > 1$ фаза отраженной волны постоянна и равна π , а зависимость модуля отраженной волны монотонная.

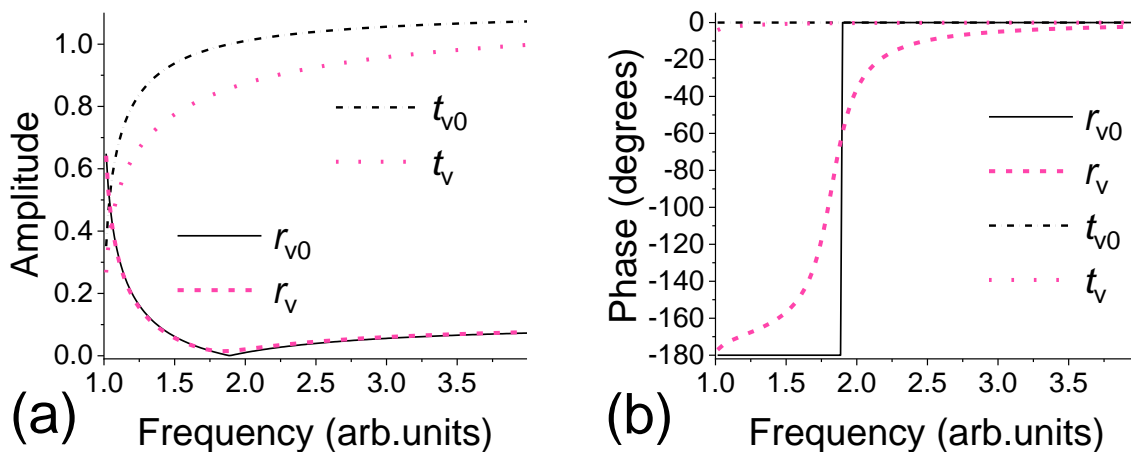


Рисунок 1. Зависимости модулей (a) и фаз (b) коэффициентов отражения и прохождения ОСВ для значений параметров $\omega_t = 0.5\omega_r, D = 0.8$, построенные по формулам (27) и (28). По оси абсцисс – частота в единицах частоты ФМР слоя $r \Omega_r$. Розовый цвет – точное решение системы (21), построенное для $\delta\omega_r = 0.3, \delta\omega_t = -0.3$.

В отличие от случая циркулярной поляризации, амплитуды эллиптически поляризованных волн имеют комплексные значения. Наличие ненулевых

НОСВ приводит к тому, что коэффициент отражения эллиптически поляризованных ОСВ не обращается в ноль, а лишь имеет минимум на частоте близкой к ω_0 . Фаза отраженной эллиптически поляризованной ОСВ меняется непрерывно.

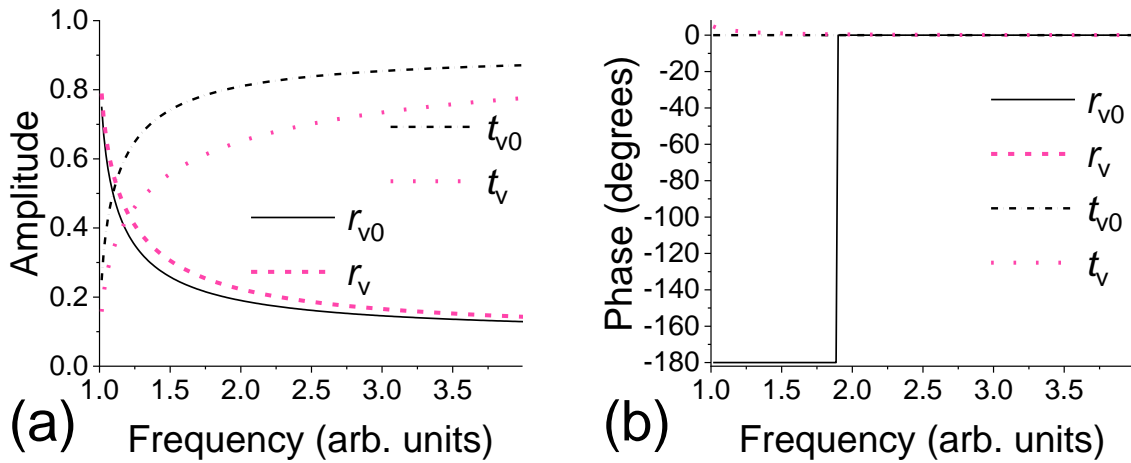


Рисунок 2. Зависимости модулей (а) и фаз (б) коэффициентов отражения и прохождения ОСВ для значений параметров $\omega_t = 0.5\omega_r, D = 1.2$, построенные по формулам (27) и (28). По оси абсцисс – частота в единицах частоты ФМР слоя $r \Omega_r$. Розовый цвет – точное решение системы (21), построенное для $\delta\omega_r = 0.4, \delta\omega_t = -0.3$.

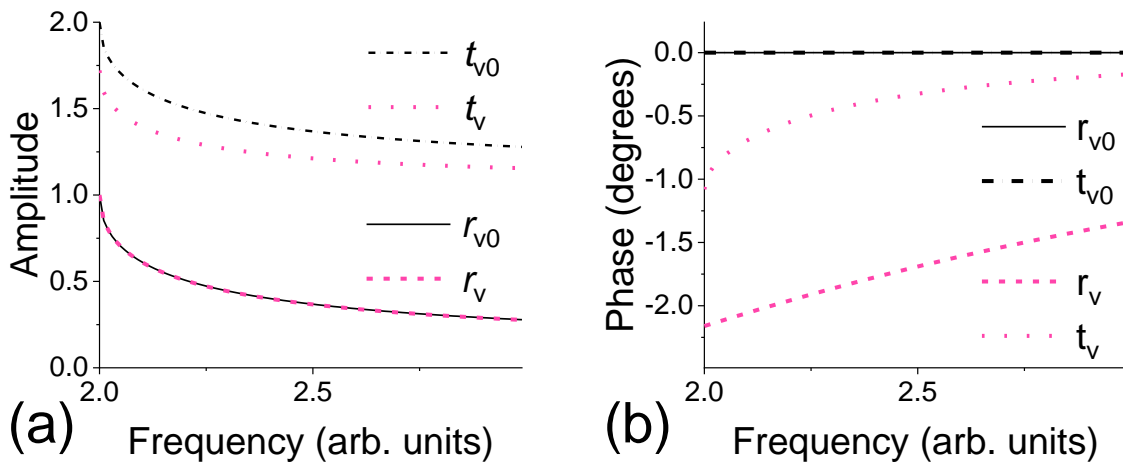


Рисунок 3. Зависимости модулей (а) и фаз (б) коэффициентов отражения r_{v0} и прохождения t_{v0} ОСВ для значений параметров $\omega_t = 2\omega_r, D = 0.8$, построенные по формулам (27) и (28). По оси абсцисс – частота в единицах частоты ФМР слоя $r \Omega_r$. Розовый цвет – точное решение системы (21), построенное для $\delta\omega_r = 0.7, \delta\omega_t = -0.6$.

В случае $\omega_t > \omega_r$, амплитуды циркулярно поляризованных ОСВ вещественны при любой частоте выше ω_t , а относительный импеданс $Z = D \sqrt{1 - \frac{\omega_t - \omega_r}{\omega - \omega_r}}$ является монотонно возрастающей функцией частоты от нуля до D . Следовательно, оба коэффициента будут монотонно убывать: r_{v0} – от единицы до нуля, а t_{v0} – от двух до единицы. Эллиптически поляризованные ОСВ ведут себя качественно схожим образом.

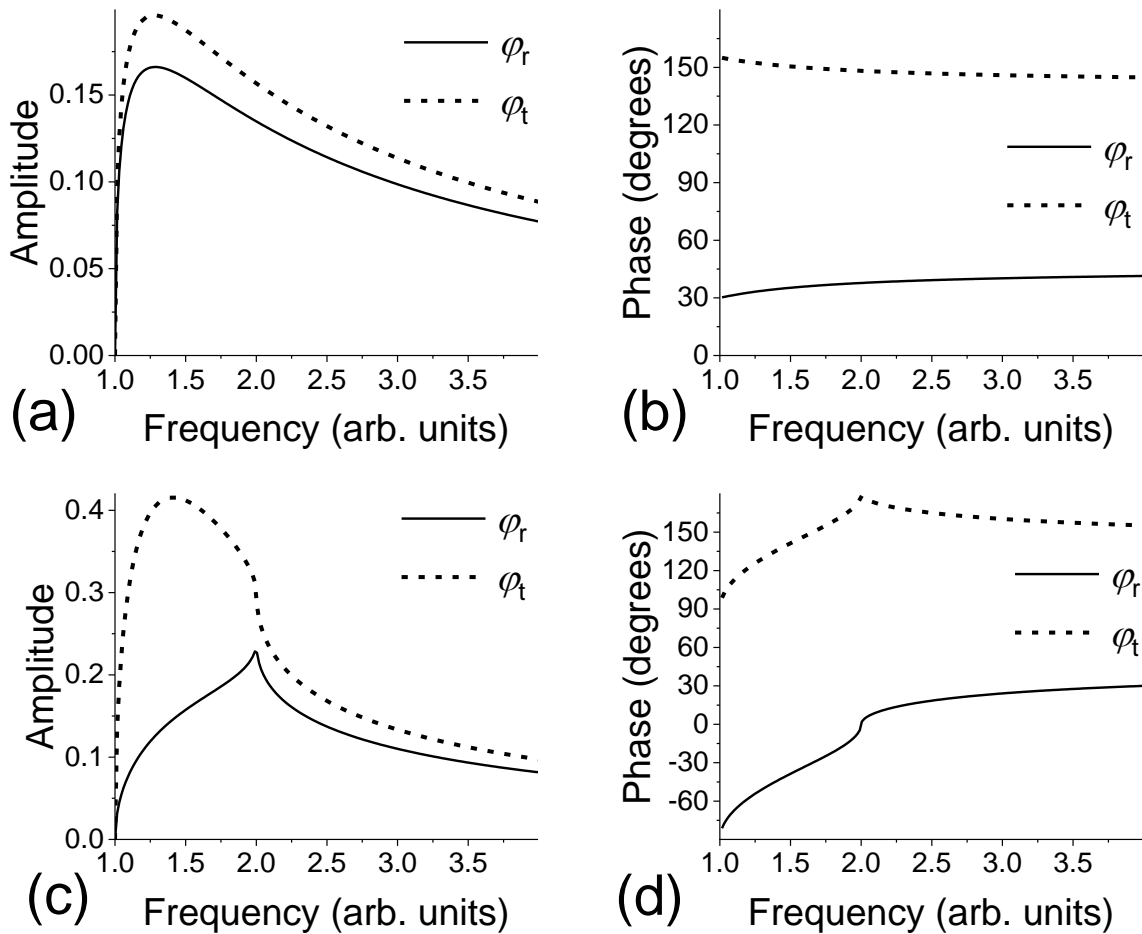


Рисунок 4. Частотные зависимости амплитуд (a,c) и фаз (b,d) функций $\varphi_r(\omega)$ (сплошная линия) и $\varphi_t(\omega)$ (пунктирная линия), определяемых выражением (33), для $D = 0.8$, $\omega_t = 0.5\omega_r$ (a,b) и $\omega_t = 2\omega_r$ (c,d). По оси абсцисс – частота в единицах ω_r .

Для полноты приведем частотную зависимость амплитуд НОСВ. Для этого рассмотрим первое приближение по $\delta\beta_p$, в котором из второго и четвертого уравнений (24) следует:

$$r_{s1} - t_{s1} = \delta\varepsilon_t t_{v0} - \delta\varepsilon_r (1 + r_{v0})$$

$$\chi_{rs}r_{s1} + D\chi_{ts}t_{s1} = i(\delta\varepsilon_t D\chi_{tv}t_{v0} - \delta\varepsilon_r\chi_{rv}(1 - r_{v0})) \quad (32)$$

С учетом (24), (27) и (28) получаем:

$$r_{s1} = \varphi_r(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r}, \quad t_{s1} = \varphi_t(\omega) \frac{\omega_t \delta\beta_t - \omega_r \delta\beta_r}{\omega_r}, \quad (33)$$

$$\varphi_r(\omega) = \frac{D\sqrt{\omega - \omega_r}(i\sqrt{\omega - \omega_t} + \sqrt{\omega + \omega_t})\omega_r}{\omega(\sqrt{\omega - \omega_r} + D\sqrt{\omega - \omega_t})(\sqrt{\omega + \omega_r} + D\sqrt{\omega + \omega_t})},$$

$$\varphi_t(\omega) = \frac{\sqrt{\omega - \omega_r}(iD\sqrt{\omega - \omega_t} - \sqrt{\omega + \omega_r})\omega_r}{\omega(\sqrt{\omega - \omega_r} + D\sqrt{\omega - \omega_t})(\sqrt{\omega + \omega_r} + D\sqrt{\omega + \omega_t})}.$$

Анализ показывает существование максимума выражений (33), так как $r_{s1}(\omega_r) = t_{s1}(\omega_r) = r_{s1}(\infty) = t_{s1}(\infty) = 0$. Кроме того, неоднородные волны отсутствуют при выполнении условия $\omega_t \delta\beta_t = \omega_r \delta\beta_r$. На рисунке 4 представлены результаты численного моделирования по формулам (33) функций $\varphi_r(\omega)$ и $\varphi_t(\omega)$, определяющих амплитуды НОСВ и соответственно также изменение коэффициентов рассеяния при изменении параметров эллиптичности.

Выводы

В работе получены коэффициенты отражения и прохождения ОСВ от границы раздела двусосных ферромагнетиков при наличии идеально жёсткой межслойной связи при нормальном падении. Такие волны характеризуются эллиптической прецессией намагниченности, в результате чего при сшивке падающих и рассеянных волн на границе становится существенным учет НОСВ – экспоненциально затухающих решений уравнений Ландау-Лифшица. В зависимости от соотношения частот однородного ФМР в соприкасающихся ферромагнетиках, частотная зависимость коэффициента отражения может быть монотонной или же иметь минимум. Происхождение последнего может быть отслезено к условию равенства волновых импедансов в предельном случае циркулярной прецессии. В то же время, введение в рассмотрение волновых импедансов в случае эллиптической прецессии не представляется возможным. Частотная зависимость коэффициента прохождения всегда остается монотонной.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке программы исследований и инноваций European Union's Horizon 2020 в рамках гранта Marie Skłodowska-Curie (No. 644348) (MagIC).

ЛИТЕРАТУРА

1. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Y.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Y.P., Filimonov Y.A., Khivintsev Y.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. // *Physics-Uspekhi*. 2015. V. 58. P.1002.
2. Nikitov S.A., Tailhades P., Tsai C.S. Spin waves in periodic magnetic structures - magnonic crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2001. V. 236. P.320.
3. Dzyaloshinsky I.E. A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1958. V. 4. P.241.
4. Барьяхтар В.Г., Стефановский Е.П. Спектр спиновых волн в антиферромагнетиках со спиральной структурой // *Физика твердого тела*. 1969. Т. 11, N. 7. С.1946-1952.
5. Davies C.S., Kruglyak V.V. Graded-index magnonics. // *Low Temperature Physics*. 2015. V. 41. P.976.
6. Elachi C. Magnetic wave-propagation a periodic medium // *IEEE MAG-11*. 1975. P.36.
7. Gulayev Y.V., Nikitov S.A., Plesskii V.P. Magnetostatic wave-propagation in a normally magnetized ferrite plate with periodically non-flat surfaces. // *Fizika Tverdogo Tela*. 1980. V. 22. P.2831.
8. Beginin E.N., Filimonov Y.A., Pavlov E.S., Vysotskii S.L., Nikitov S.A. Bragg resonances of magnetostatic surface spin waves in a layered structure: Magnonic crystal-dielectric-metal // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 100. P.252412.
9. Filimonov Y.A., Pavlov E., Vystostkii S.L., Nikitov S.A. Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 101. P.242408.
10. Dzian S.A., Ivanov B.A. Collective oscillations of the magnetic moments of a chain of spherical magnetic nanoparticles with uniaxial magnetic anisotropy. // *Journal of Eksperimental and Theoretical Physics*. 2013. V. 116. P.975.

11. Morozova M.A., Grishin S.V., Sadovnikov A.V., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. Magnonic bandgap control in coupled magnonic crystals. // *IEEE Transactions on Magnetics*. 2014. V. 50. P.4007204.
12. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях // М.: Физматлит. 2016. 359с.
13. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике СВЧ. // Саратов. 1993. 314 с.
14. Ignatchenko V.A., Mankov Y.I., Maradudin A.A. The spectrum and damping of waves in partially randomized multilayers. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 1999. V. 11. P.2773.
15. Ignatchenko V.A., Tsikalov D.S. Spin waves in multilayers with different magnitudes of the magnetization, exchange, and anisotropy. // *Solid State Phenom.* 2012. V. 190. P.71.
16. Gorobets Y.I., Kuchko A.N., Reshetnyak S.A. Reflection of spin waves in multilayered materials with modulated magnetic parameters. // *Fizika Tverdogo Tela*. 1996. V. 38. P.575.
17. Tkachenko V.S., Kruglyak V.V., Kuchko A.N. Spectrum and reflection of spin waves in magnonic crystals with different interface profiles. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. P.024425.
18. Dvornik M., Kuchko A.N., Kruglyak V.V. Micromagnetic method of s-parameter characterization of magnonic devices. // *Journal of Applied Physics*. 2011. V. 109. P.07D350.
19. Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V., Romanenko D.V., Grishin S.V., Beginin E.N., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide. // *Physical Review B*. 2017. V. 96. P.060401.
20. Tkachenko V.S., Kuchko A.N., Dvornik M., Kruglyak V.V. Propagation and scattering of spin waves in curved magnonic waveguides. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P.152402.
21. Au Y., Dvornik M., Dmytriiev O., Kruglyak V.V. Nanoscale spin wave valve and phase shifter. // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 100. P.172408.
22. Горобец Ю.И., Решетняк С.А. Отражение и преломление спиновых волн в одноосных магнетиках в приближении геометрической оптики. // *Журнал технической физики*. 1998. Т. 68б. N2. С.60-63.
23. Решетняк С.А. Преломление поверхностных спиновых волн в пространственно неоднородных ферродиэлектриках с двуосной магнитной анизотропией. // *Физика твердого тела*. 2004. Т. 46. N6. С.1031-1037.
24. Dadoenkova Yu.S., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii I.L., Sokolovskyy M.L., Kłos J.W., Romero-Vivas J., Krawczyk M. Huge Goos-Hanchen effect for spin

waves: A promising tool for study magnetic properties an interfaces. // Applied Physics Letters. 2015. V. 101. P.042404.

25. Кругляк В.В., Кучко А.Н., Фионохин В.И. Спектр спиновых волн в идеальном мультислойном магнетике при модуляции всех параметров уравнения Ландау-Лифшица. // Физика твердого тела. 2004. Т. 46. N5. С.842-845.

26. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1973. 713с.

27. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение тонких плёнок. // Новосибирск: Наука. 1975. 222с.

28. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. // М.: Наука. 1973. 343с.

Для цитирования:

В. Д. Пойманов, В. В. Кругляк, В. Г. Шавров. Неоднородные обменные спиновые волны в задачах рассеяния. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. № 11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/17/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2018.11.17