

ВКЛАД МАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ГЕНЕРАЦИЮ ПРОДОЛЬНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ОРТОФЕРРИТЕ ИТТРИЯ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

CONTRIBUTION OF A MAGNETIC WAVE TO THE GENERATION OF A LONGITUDINAL ACOUSTIC WAVE DURING THE MOVEMENT OF A DOMAIN WALL IN YTTRIUM ORTHOFERRITE IN THE PRESENCE OF AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD AND ABSORPTION

**E. Zhukov
V. Ivanov**

Summary. The article presents solutions to a system of dynamic equations describing the influence of magnetic waves on the generation of longitudinal acoustic waves during domain boundary motion in yttrium orthoferrite, taking into account the external constant magnetic field and absorption. It is established that the increase in the influence of the magnetic subsystem on the generation of a longitudinal acoustic wave depends on the velocity of the domain boundary. The calculations show that the greatest contribution of the magnetic wave to the generation of a longitudinal acoustic wave during domain boundary motion at a velocity of about 10^6 cm/s is about 10^{-12} cm.

Keywords: domain boundary, magnetic waves, longitudinal acoustic waves, transverse acoustic waves, yttrium orthoferrite, slowly changing amplitudes.

Жуков Евгений Александрович

д-р. физико-математических наук, профессор,
Тихоокеанский государственный университет,
г. Хабаровск

e_a_zhukov@mail.ru

Иванов Валерий Иванович

д-р. физико-математических наук,
Дальневосточный государственный университет
путей сообщения, г. Хабаровск
ivanov@festu.khv.ru

Аннотация. В статье получены решения системы динамических уравнений, описывающих влияние магнитных волн на генерацию продольных акустических волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия с учетом внешнего постоянного магнитного поля и поглощения. Установлено, что увеличение влияния магнитной подсистемы на генерацию продольной акустической волны зависит от скорости движения доменной границы. Проведенные расчеты показывают, что наибольший вклад магнитной волны при движении доменной границы со скоростью порядка 10^6 см/с в генерацию продольной акустической волны составляет порядок 10^{-12} см.

Ключевые слова: доменная граница, магнитные волны, продольные акустические волны, поперечные акустические волны, ортоферрит иттрия, медленно меняющиеся амплитуды.

Введение

Актуальной задачей информационных технологий является повышение скорости обработки информации. С этой целью для записи информации применяют магнитные материалы [1], в частности слабые ферромагнетики, в которых используется ориентация магнитных моментов, а время обработки определяется скоростью движения доменных границ (ДГ) [2]. Наиболее перспективным для применения в быстродействующих устройствах обработки информации является ортоферрит иттрия, обладающий большими полями анизотропии и незначительными полями размагничивания, а также уникальными магнитооптическими свойствами [3]. Так в ортоферрите иттрия скорость движения ДГ достигает рекордных значений $2 \cdot 10^6$ см/с [4].

Для повышения скорости работы подобных устройств необходимо установление механизмов взаимодействий в акустической и магнитной подсистемах, вызываемых движением ДГ в ортоферрите иттрия. Начальные исследования движения ДГ в ферромагнетиках приведены в работе [5] и продолжено изучение магнитоакустических эффектов в [6] и [7]. Расчеты взаимодействия ДГ со звуковыми волнами при ее движении в ортоферрите иттрия вдали от звуковых скоростей проводились экспериментально в работах [8] и [9]. А в работе [10] дается оценка смещения амплитуды акустической системы при приближении к звуковым скоростям движения ДГ в ортоферрите иттрия. Теоретический расчет генерации магнитных волн в движущейся ДГ в ортоферрите иттрия со скоростью близкой к звуковой без влияния акустической системы проведен в работе [11], а в [12] учитывалось обратное влияние акустических волн. Взаимодей-

ствии магнитных и продольных акустических волн при движении ДГ в ортоферрите иттрия со скоростью близкой к звуковой в отсутствие поглощения и постоянного магнитного поля изучено в [13]. Расчеты в [14], [15] и [16] показывают, что движение ДГ в слабых ферромагнетиках при определенных скоростях сопровождается ее торможением и генерацией магнитных и акустических волн.

В настоящей работе изучается влияние магнитной волны, генерируемой движущейся ДГ в ортоферрите иттрия с учетом поглощения и внешнего постоянного магнитного поля, на продольную акустическую волну. Теоретически дается оценка смещения амплитуды продольной акустической волны и установлено, что максимальное смещение порядка 10^{-6} см возможно при скоростях движения ДГ близких к звуковым.

Постановка задачи

Полные динамические уравнения, описывающие взаимодействие волн акустических смещений продольной и поперечной (относительно оси x) $V_l = V_l(x, t)$, $V_t = V_t(x, t)$ и переменной $U = U(x, t)$ — угла антиферромагнитного вектора в плоскости xz при движении ДГ в ортоферрите иттрия, имеют вид [17]:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) U + \frac{b_3}{2A} \sin 2U = -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial V_l}{\partial x} \sin 2U + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial V_t}{\partial x} \cos 2U + \frac{\alpha M}{Ag} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{mH}{A} \sin U; \quad (1)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial U}{\partial x} \sin 2U; \quad (2)$$

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_t = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial U}{\partial x} \cos 2U. \quad (3)$$

Здесь A — постоянная обменной энергии; b_3 — константа анизотропии; ρ — плотность; δ_{lt} — магнитоакустические константы; s_{lt} — скорость объемных продольных и поперечных звуковых волн; α — коэффициент поглощения магнитных волн; g — гиромагнитное отношение; M — амплитуда магнитного момента элементарной кристаллической решетки; m — нормированный вектор намагниченности; H — амплитуда внешнего магнитного поля; c — предельная скорость ДГ; t — время. Угол $U(x, t)$ антиферромагнитного вектора относительно нормали плоскости ДГ изменяется от $-\pi/2$ до $+\pi/2$. От координаты U переменные не зависят.

В левой части уравнения (1) второе слагаемое учитывает влияние на магнитную волну поля анизотропии. В правой части уравнения (1) учитывается внешнее магнитное поле и поглощение магнитной волны.

Уравнения (2) и (3) описывают смещения продольной и поперечной акустических волн соответственно, с уче-

том магнитоакустического взаимодействия в правой части уравнений.

Для определения влияния угла вектора $U(x, t)$ на смещение продольной акустической волны $V_l(x, t)$ с учетом поглощения и присутствием постоянного внешнего магнитного поля ($mH \neq 0$ и $\alpha M \neq 0$), рассмотрим систему двух динамических уравнений (1), (2). Так как предполагаем, что акустические волны не оказывают обратного влияния на магнитную волну, то в уравнении (1) исключим малую добавку:

$$-\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial V_l}{\partial x} \sin 2U + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial V_t}{\partial x} \cos 2U = 0. \quad (4)$$

При условии (4) уравнение (1) является уравнением одной неизвестной функции $U(x, t)$. Решение этого уравнения определим в виде [18]:

$$U = U_0 + U_1, \quad U_1 \ll U_0, \quad (5)$$

$$U_0(x, t) = -2 \operatorname{arctg} \left(e^{\frac{x-vt}{D_3}} \right), \quad D_3 = \sqrt{\frac{A}{b_3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}, \quad (6)$$

$U_0(x, t)$ является решением уравнения

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) U_0(x, t) + \frac{b_3}{2A} \sin 2U_0(x, t) = 0, \quad (7)$$

где v — скорость ДГ ($v \leq 2 \cdot 10^6$ см/с), U_0 описывает намагниченность движущейся ДГ с учетом поля анизотропии, без учета внешнего магнитного поля и поглощения ($mH = 0$ и $\alpha M = 0$), а U_1 — угол вектора магнитной волны, генерируемой движущейся доменной границей, причем $U_1 \ll U_0$, так как правая часть уравнения (1) при условии (4) очень мала [19].

Параметры ДГ определяются из (6):

$$\sin 2U_0 = 2 \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad \frac{\partial U_0}{\partial x} = \frac{-1}{D_3 \operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad \sin U_0 = \frac{1}{\operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad \frac{\partial U_0}{\partial t} = \frac{v}{D_3 \operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}. \quad (8)$$

При условии (5) ($U_1 \ll U_0$) и с учетом (7), система уравнений (1), (2) сводится к линейным уравнениям, как показано в [13]:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) U_1 = \frac{mH}{A} \sin U_0 + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial (U_0 + U_1)}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial (U_0 + U_1)}{\partial x} \sin 2U_0. \quad (10)$$

Таким образом, влияние магнитной волны при условии $mH \neq 0$, $\alpha M \neq 0$ на генерацию продольной акустической волны без обратного влияния акустических волн (4), определяется системой линейных дифференциальных уравнений (9), (10).

Определение угла вектора магнитной волны в отсутствии обратного влияния акустических волн при движении ДГ в ортоферрите иттрия

Решение линейного уравнения (9) ищем методом теории возмущений [18]:

$$U_1 = U_1^{(1)} + U_1^{(2)}, \quad (11)$$

где $U_1^{(1)} = U_1^{(1)}(x, t)$ — нулевое приближение. Это угол вектора магнитной волны без возмущения внешним магнитным полем ($mH = 0$) и в отсутствии поглощения ($\alpha M = 0$), удовлетворяет уравнению:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) U_1^{(1)}(x, t) = 0. \quad (12)$$

Считаем, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - ikx}$, поэтому решение определяем в виде медленно меняющихся амплитуд [18]:

$$U_1^{(1)}(x, t) = F(x - vt) e^{i\omega_s t - ik_s x} + F^*(x - vt) e^{-i\omega_s t + ik_s x}. \quad (13)$$

При чем, неизвестные амплитуды $F(x - vt)$ и $F^*(x - vt)$ комплексно-сопряженные функции, удовлетворяют условию:

$$\left| \frac{\partial^2 F(x - vt)}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega_s \frac{\partial F(x - vt)}{\partial t} \right|; \quad \left| \frac{\partial^2 F(x - vt)}{\partial x^2} \right| \ll \left| k_s \frac{\partial F(x - vt)}{\partial x} \right|. \quad (14)$$

Для определения амплитуд подставим решение (13) в уравнение (12). В полученном уравнении приравняем выражения при $e^{i\omega_s t - ik_s x}$ и $e^{-i\omega_s t + ik_s x}$ к нулю. Получим два уравнения. Так как $F(x - vt)$ и $F^*(x - vt)$ комплексно-сопряженные функции, то выберем одно уравнение, например, для $F(x - vt)$. С учетом (14), исключим в выбранном уравнении вторые производные и обозначив $\xi = x - vt$, получим уравнение:

$$\frac{dF(\xi)}{d\xi} i \left(2k_s - \frac{2\omega_s v}{c^2} \right) = F(\xi) \left(k_s^2 - \frac{\omega_s^2}{c^2} \right).$$

Из полученного уравнения следует

$$F(\xi) = e^{ir\xi}, \quad r = \frac{\omega_s^2 - k_s^2 c^2}{2k_s c^2 - 2\omega_s v}, \quad \xi = x - vt. \quad (15)$$

Таким образом, решение (13) определено. В (13)–(15) ω , ω_s , ω_a , k , k_s , k_a — частоты и волновые числа напряжений ДГ, магнитных и акустических волн. Для них приняты законы дисперсии для акустических, магнитных волн и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ в виде [20]:

$$\omega = \omega_s + \omega_a; \quad \omega_a = s_l k_a; \quad \omega = kv; \quad k = k_s + k_a. \quad (16)$$

Тогда, из (9), (11), (12) следует, что угол вектора магнитной волны $U_1^{(2)} = U_1^{(2)}(x, t)$ — в присутствии внешнего постоянного магнитного поля и поглощения ($mH \neq 0$ и $\alpha M \neq 0$), является решением уравнения:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial}{\partial t} \right) U_1^{(2)}(x, t) = \frac{mH}{A} \sin U_0 + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial U_0}{\partial t}. \quad (17)$$

Из (8), (9) очевидно, что $U_1^{(2)}(x, t) = U_1^{(2)}(x - vt)$. Воспользуемся обозначением $\xi = x - \sigma t$, тогда уравнение (17) примет вид:

$$\frac{d^2 U_1^{(2)}(\xi)}{d\xi^2} \left(\frac{v^2}{c^2} - 1 \right) + \frac{\alpha M v}{gA} \frac{dU_1^{(2)}(\xi)}{d\xi} = \left(\frac{mH D_3}{A} + \frac{\alpha M v}{gA} \right) \frac{1}{D_3 \operatorname{ch} \left(\frac{\xi}{D_3} \right)}. \quad (18)$$

Линейное дифференциальное уравнение второго порядка (18) решим методом вариации произвольных постоянных (метод Лагранжа) [21], получим:

$$U_1^{(2)} = \frac{Q_2}{Q_1} D_3 2 \operatorname{arctg} e^{\frac{\xi}{D_3}} - \frac{Q_2}{Q_1^2} D_3 \operatorname{th} \left(\frac{\xi}{D_3} \right), \quad Q_1 = \frac{\alpha M v c^2}{gA(v^2 - c^2)}, \quad Q_2 = \frac{(gD_3 mH + \alpha M v) c^2}{gA D_3 (v^2 - c^2)}. \quad (19)$$

В приближенном решении $U_1^{(2)}$ (19) исключены слагаемые, порядок которых меньше 10^{-13} см (расчеты выполнены с учетом значений параметров уравнений (1) и (2), приведенных в таблице 1, с использованием таблицы интегралов [22]). Таблица значений параметров уравнений (1), (2) составлена по данным [23]:

Расчет вклада магнитной подсистемы в отсутствие обратного влияния акустических волн в генерацию продольной акустической волны при движении ДГ в ортоферрите иттрия

Влияние магнитной волны при условии $mH \neq 0$, $\alpha M \neq 0$ и (4) на генерацию продольной акустической волны, определяется решением уравнения (10). Так как уравнение (10) линейное, то с учетом (5), (8), (11)

Таблица 1.
Значения параметров уравнений (1), (2)

$c=2 \cdot 10^6 \text{ см/с;}$	$s_l=0,7 \cdot 10^6 \text{ см/с;}$	$k_s = k_a = 10^6 \text{ с}^{-1};$
$v = 1,53 \cdot 10^6 \text{ см/с;}$	$\omega_s = 2,36 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1};$	$\delta_l = 5 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3;$
$\omega = 3,06 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1};$	$k = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1};$	$b_3 = 1,08 \cdot 10^6 \text{ Э/см}^3;$
$\omega_a = 7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1};$	$D_3 = 10^{-6} \text{ см;}$	$A = 8,8 \cdot 10^{-7} \text{ Э/см}^3;$
$\rho = 5,6 \text{ г/см}^3;$	$\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1};$	$m=10^{-2} \text{ г; } H=60\text{Э.}$

его решение ищем методом теории возмущений [18] в виде:

$$V_l = V_l^{(0)} + V_l^{(1)} + V_l^{(2)}. \quad (20)$$

В (20) $V_l^{(0)}, V_l^{(1)}, V_l^{(2)}$ – решения уравнений:

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l^{(0)} = -2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial U_0}{\partial x} \frac{\text{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\text{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad (21)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l^{(1)} = -2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial U_1^{(1)}}{\partial x} \frac{\text{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\text{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad (22)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l^{(2)} = -2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial U_1^{(2)}}{\partial x} \frac{\text{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\text{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}. \quad (23)$$

Уравнения (21)–(23) определяют составляющие решения продольной акустической волны (20): из (21) следует, что составляющая $V_l^{(0)}$ генерируется магнитной волной с учетом поля анизотропии, без учета внешнего магнитного поля и поглощения; составляющая $V_l^{(1)}$ (22) генерируется магнитной волной без постоянного магнитного поля и в отсутствии поглощения; составляющая $V_l^{(2)}$ (23) генерируется магнитной волной, в присутствии постоянного внешнего магнитного поля и поглощения.

Из уравнения (21) с учетом (8) определим первое слагаемое решения (20) $V_l^{(0)}$:

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_l^{(0)} = \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{2}{D_3} \right) \frac{\text{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\text{ch}^3 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}. \quad (24)$$

Очевидно, что решение уравнения (24) есть функция от $(x-vt)$. Введем обозначение $\xi = x-vt$, тогда (24) примет вид:

$$\frac{d^2 V_l^{(0)}(\xi)}{d\xi^2} = \frac{\text{sh} \left(\frac{\xi}{D_3} \right)}{\text{ch}^3 \left(\frac{\xi}{D_3} \right)} \frac{2\delta_l}{\rho(v^2 - s_l^2) D_3}. \quad (25)$$

Из (25), получим

$$V_l^{(0)}(\xi) = -\frac{D_3 \delta_l}{\rho(v^2 - s_l^2)} \text{th} \left(\frac{\xi}{D_3} \right), \quad \xi = x-vt. \quad (26)$$

С учетом (13) и (15), из уравнения (22) найдем $V_l^{(1)}$. Решение определяем в виде медленно меняющихся амплитуд [18], так как в силу (13) считаем, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - ikx}$:

$$V_l^{(1)}(x, t) = R(x-vt) e^{i\omega_a t - ik_a x} + R^*(x-vt) e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (27)$$

Используя формулы (16), преобразуем (27) к удобному для дальнейших вычислений виду:

$$V_l^{(1)}(x, t) = R(x-vt) e^{-ik(x-vt)} e^{-i\omega_s t + ik_s x} + R^*(x-vt) e^{ik(x-vt)} e^{i\omega_s t - ik_s x}. \quad (28)$$

Определим неизвестные амплитуды $R(x-vt)$ и $R^*(x-vt)$. Для этого найдем производные функции (28) и подставим в уравнение (22) с учетом (13), (15). В полученном уравнении приравняем выражения при равных экспонентах. Получим систему двух уравнений. Так как $R(x-vt)$ и $R^*(x-vt)$ – комплексно-сопряженные функции, то достаточно найти одну из них. Выберем, например, уравнение для функции $R(x-vt)$. В этом уравнении, воспользуемся свойством метода медленно меняющихся амплитуд (14), исключим вторые производные и воспользуемся законом дисперсии (16): $\omega_a^2 - k_a^2 s_l^2 = 0$. Введем обозначение $\xi = x-vt$, получим уравнение для неизвестной амплитуды:

$$2i\omega_a \left(\frac{v-s_l}{s_l^2} \right) \frac{dR(\xi)}{d\xi} = \frac{2\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\text{sh} \left(\frac{\xi}{D_3} \right)}{\text{ch}^2 \left(\frac{\xi}{D_3} \right)} (ik_s - ir) e^{-ir\xi} e^{ik_s \xi}. \quad (29)$$

Используя данные значений параметров уравнений (1), (2) (Таблица 1) и с учетом (15), получим: $r = k = 2 \cdot 10^6$. Тогда, решение уравнения (29) имеет вид:

$$R(\xi) = \frac{\delta_l D_3 (r - k_s)}{\rho \omega_a (v - s_l)} \frac{1}{\text{ch} \left(\frac{\xi}{D_3} \right)}, \quad \xi = x-vt. \quad (30)$$

Амплитуда (30) полностью определяет решение (27) уравнения (22).

Третье слагаемое $V_I^{(2)}$ решения (20) определяем из уравнения (23). Введем обозначение, $\xi = x - vt$ тогда, с учетом (19), уравнение (23) примет вид:

$$\frac{d^2 V_I^{(2)}(\xi)}{d\xi^2} = \frac{-2\delta_I}{\rho(v^2 - s_I^2)} \left(\frac{Q_2}{Q_1} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^3\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - \frac{Q_2}{Q_1^2} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^4\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right). \quad (31)$$

Из уравнения (31) следует

$$V_I^{(2)}(\xi) = \frac{\delta_I Q_2 D_3^2}{\rho(v^2 - s_I^2) Q_1} \times \left(\operatorname{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) - \frac{1}{3Q_1} \left(\frac{\operatorname{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - 2\operatorname{arctg}e^{\frac{\xi}{D_3}} \right) \right), \quad (32)$$

$$\xi = x - vt.$$

Получим оценку вклада магнитной волны без обратного влияния на нее акустических волн, в генерацию продольной акустической волны

По данным параметров уравнений (1), (2) (Таблица 1) выполним расчет составляющих (26), (30), (32) решения (20), где $\xi = x - vt$:

$$V_I^{(0)}(\xi) = -4,8 \cdot 10^{-13} \operatorname{th}(10^6 \xi), \quad (33)$$

$$R(\xi) = 1,54 \cdot 10^{-12} \frac{1}{\operatorname{ch}(10^6 \xi)}, \quad (34)$$

$$V_I^{(2)}(\xi) = 4,8 \cdot 10^{-13} \times$$

$$\times \left(\operatorname{th}(10^6 \xi) - 9 \cdot 10^{-14} \left(\frac{\operatorname{sh}(10^6 \xi)}{\operatorname{ch}^2(10^6 \xi)} - 2\operatorname{arctg}e^{10^6 \xi} \right) \right). \quad (35)$$

Все функции в расчетах (33)–(35) абсолютно ограниченные числом 1, что позволяет дать максимальную оценку влияния магнитных волн, возбуждаемых в движущейся с заданной скоростью в ортоферрите иттрия ДГ, на генерацию продольных акустических волн. Вклад магнитной волны (13), (15) без учета внешнего постоянного магнитного поля при движении ДГ в ортоферрите иттрия, в генерацию продольной акустической волны $V_I^{(1)}(x, t)$ (27) оценивается амплитудой $R(x - vt)$ (34).

Заключение

В работе получено явное решение смещения продольной акустической волны, генерируемой магнитной волной в отсутствии обратного влияния акустических волн на магнитную волну, но с учетом поглощения и присутствием внешнего постоянного магнитного поля ($mH \neq 0$ и $\alpha M \neq 0$), при движении ДГ в ортоферрите иттрия: (20), (26), (27), (30), (32). Расчеты (33)–(35) показывают, что максимальное влияние магнитной волны в присутствии постоянного внешнего магнитного поля и поглощения, на генерацию продольной акустической волны при заданной скорости движения ДГ (Таблица 1) в ортоферрите иттрия, может достигать порядка 10^{-12} см. Из (20), (26), (27), (30), (32) следует, что в движущейся в ортоферрите иттрия ДГ, при скоростях близких к скорости объемных продольных звуковых волн, а именно $1 \leq |v - s_I| \leq 1,28$ (в см/с), вклад магнитной волны в генерацию продольной акустической волны может достигать порядка 10^{-6} см. Такое влияние становится сопоставимым с видимой толщиной доменной стенки в пластинчатом образце с естественными неоднородностями (теоретическая толщина порядка 10^{-6} см). Это явление можно использовать для измерений параметров гиперзвуковых волн (до 10^{12} Гц) оптическими методами.

ЛИТЕРАТУРА

1. You C.Y. Concept of the field-driven domain wall motion memory // Journal of magnetism and magnetic materials. — 2009. — vol. 321. — №. 7. — p. 888–890.
2. Кузьменко А.П., Жуков Е.А., Ли Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей. Вестник Тихоокеанского государственного университета, 2005, №1, с. 9–24.
3. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Zhukova V.I., Li Tsz., Kaminskii A.V. Study of the structural and dimensional features of the magnetization reversal in transparent weak ferromagnets // The Physics of Metals and Metallography. 2008. T. 106. № 2. С. 164–172.
4. Allwood D.A. et al. Magnetic domain-wall logic // Science. — 2005. — Vol. 309. — №. 5741. — pp. 1688–1692.
5. Ким П.Д., Хван Д.Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // Физика твердого тела. — 1982. — Т. 24. — Вып. 8. — С. 2300–2304.
6. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // УФН. — 1983. — Т. 140. Вып. 3. — С. 429–462.
7. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. // М.: Физматлит, 2001. 560 с.
8. Звездин А.К., Мухин А.А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // ЖЭТФ. — 1992. — Т. 102. — Вып. 2. — С. 577–599.

9. Звездин А.К., Попков А.Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границе // Письма в ЖЭТФ. — 1984. — Т. 39. — Вып. 8. — С. 348–351.
10. Барьяхтар И.В., Иванов Б.А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике. — Киев: ИТФ АН УССР, 1983. — Препринт ИТФ-83-111Р. — 28 с.
11. Жуков Е.А., Жукова В.И. Вклад акустической подсистемы в генерацию магнитных волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2023. № 3 (70). С. 31–40.
12. Жукова В.И., Жуков Е.А., Панасюк С.Р. Взаимодействие магнитных волн с доменной границей в ортоферрите иттрия // В сборнике: Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование. Материалы XX региональной научной конференции. Под редакцией А.И. Мазура. Хабаровск, 2022. С. 24–27.
13. Жуков Е.А., Жукова В.И. Расчеты взаимодействия магнитных и продольных акустических волн с участием доменной границы в ортоферритах // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2021. № 4 (63). С. 55–64.
14. Е.А. Жуков, А.П. Кузьменко, Ю.И. Щербаков. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. В. 6. С. 1033–1036.
15. Жуков Е.А., Адамова М.Е., Жукова В.И., Кузьменко А.П. Механизмы генерации волн Лэмба доменной границей в пластине слабого ферромагнетика // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2021. Т. 11. № 4. С. 123–136.
16. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Dobromyslov M.B., Kaminsky A.V. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. Т. 310. № 2 SUPPL. PART 2. С. 1610–1612.
17. Жуков Е.А. Возбуждение магнитоупругих волн одиночной доменной границей в пластинах ортоферритов // Вестник ТОГУ. 2007. №4 (7), с. 61–72.
18. Жуков Е.А., Жукова В.И., Кузьменко А.П. Вклад магнитной подсистемы в генерацию продольных акустических волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2023. Т. 13. № 4. С. 54–65.
19. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory / V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii // Springer Tracts in Modern Physics. Berlin, 1994. Vol. 129.
20. Komina O.Yu., Adamova M.E., Zhukov E.A., Kuzmenko A.P., Zhukova V.I. Generation of nanometer wavelength acoustic waves // Journal of Nano- and Electronic Physics. — 2016. —V. 8. — No 4. — P. 04020(3pp).
21. Филиппов А.Ф. Введение в теорию дифференциальных уравнений. — Изд. 2-е. — 2007. — 240 с.
22. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. // М.: Наука, 1978. 224 с.
23. Жуков Е.А., Жукова В.И., Каминский А.В., Корчевский В.В., Римлянд В.И. Метод генерации, усиления, и измерения параметров гиперзвуковых волн в магнитных кристаллах // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2012. № 3 (26). С. 17–27.

© Жуков Евгений Александрович (e_a_zhukov@mail.ru); Иванов Валерий Иванович (ivanov@festu.khv.ru)
Журнал «Современная наука: актуальные проблемы теории и практики»