

УДК 537.634, 538.955

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-4-54-65>



Вклад магнитной подсистемы в генерацию продольных акустических волн при движении доменной границы в ортоферрите иттрия

Е. А. Жуков¹ ✉, В. И. Жукова², А. П. Кузьменко³

¹ Тихоокеанский государственный университет
ул. Тихоокеанская, д. 136, г. Хабаровск 680035, Российская Федерация

² Дальневосточный государственный университет путей сообщения
ул. Серышева, д. 47, г. Хабаровск 680021, Российская Федерация

³ Юго-Западный государственный университет
ул. 50 лет Октября, д. 94, г. Курск 305040, Российская Федерация

✉ e-mail: e_a_zhukov@mail.ru

Резюме

Цель. Современные технологии в своем развитии все больше нуждаются в увеличении скорости обработки и записи информации. Альтернативой полупроводниковым методам является магнитная память, основанная на изменении магнитных моментов. Быстродействие перемагничивания определяется скоростью движения доменных границ. Скорость является максимальной в слабых ферромагнетиках. Цель работы состоит в исследовании влияния магнитной волны, генерируемой движущейся доменной границей на продольную акустическую волну с учетом поглощения магнитной в ортоферрите иттрия.

Методы. Уравнение, описывающее влияние магнитной волны, генерируемой движущейся доменной границей, на продольную акустическую волну решается с использованием следующих методов: метод медленно меняющихся амплитуд, метод теории возмущений и метод Лагранжа.

Результаты. Для кристалла ортоферрита рассчитан вклад магнитной волны, сопровождающей движение доменной границы в ортоферрите иттрия в деформацию амплитуды продольной акустической волны. Этот вклад в ограниченном кристалле без учета поглощения магнитных волн в отсутствие влияния на них акустических имеет порядок 10^{-6} см. В неограниченном кристалле соответствующий вклад с учетом поглощения магнитных волн в генерацию продольных акустических волн составляет порядок величины 10^{-10} см при теоретической толщине доменной границы $D_3 \approx 10^{-6}$ см.

Заключение. Для изучения механизмов влияния магнитной волны, генерируемой движущейся ДГ, на продольную акустическую взят ортоферрит иттрия. Так как для слабого ферромагнетика характерно существенное усиление магнитоупругой связи при преодолении ею звукового барьера, именно это обстоятельство позволило экспериментально наблюдать генерацию упругих смещений движущейся доменной границей.

Ключевые слова: доменная граница; магнитные волны; акустические волны; ортоферрит иттрия; медленно меняющиеся амплитуды.

Конфликт интересов: Авторы декларируют отсутствие явных и потенциальных конфликтов интересов, связанных с публикацией настоящей статьи.

Для цитирования: 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. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-4-54-65>

Поступила в редакцию 28.09.2023

Подписана в печать 26.10.2023

Опубликована 25.12.2023

Contribution of the Magnetic Subsystem to the Generation of Longitudinal Acoustic Waves during Domain Wall Motion in Yttrium Orthoferrite

Evgeny A. Zhukov¹ ✉, Valentina I. Zhukova², Alexandr P. Kuzmenko³

¹ Pacific State University
136 Pacific Str., Khabarovsk 680035, Russian Federation

² Far Eastern State Transport University
47 Serysheva Str., Khabarovsk 680021, Russian Federation

³ Southwest State University
50 Let Oktyabrya Str. 94, Kursk 305040, Russian Federation

✉ e-mail: e_a_zhukov@mail.ru

Abstract

Purpose. Modern technologies in their development are increasingly in need of increasing the speed of processing and recording information. An alternative to semiconductor methods is magnetic memory based on changing magnetic moments. The speed of magnetization reversal is determined by the speed of motion of domain walls. The speed is maximum in weak ferromagnets. The purpose of this work is to study the effect of a magnetic wave generated by a moving domain wall on a longitudinal acoustic wave, taking into account the absorption of a magnetic wave in yttrium orthoferrite.

Methods. The equation describing the effect of a magnetic wave generated by a moving domain wall on a longitudinal acoustic wave is solved using the following methods: the slowly varying amplitude method, the perturbation theory method, and the Lagrange method.

Results. For an orthoferrite crystal, the contribution of the magnetic wave accompanying the motion of the domain wall in yttrium orthoferrite to the deformation of the amplitude of the longitudinal acoustic wave is calculated. This contribution in a bounded crystal, without taking into account the absorption of magnetic waves in the absence of the influence of acoustic waves on them, is of the order of 10^{-6} cm. In an unbounded crystal, the corresponding contribution, taking into account the absorption of magnetic waves, into the generation of longitudinal acoustic waves is of the order of magnitude 10^{-10} cm with a theoretical thickness of the domain wall $D_3 \approx 10^{-6}$ cm.

Conclusion. To study the mechanisms of the influence of a magnetic wave generated by a moving DW on a longitudinal acoustic wave, yttrium orthoferrite was taken. Since a weak ferromagnet is characterized by a significant increase in the magnetoelastic coupling when it overcomes the sound barrier. It is this circumstance that made it possible to experimentally observe the generation of elastic displacements by a moving domain wall.

To develop devices for recording and processing information based on weak ferromagnets, it is necessary to fully investigate the mechanisms that affect the dynamics of a domain wall during its motion. Such a factor is the interaction of magnetic and acoustic waves with the domain wall, which can affect the quality of information processing. The evaluation of the contributions of these mechanisms can be used to develop the element base of devices for recording and processing information based on the magnetic memory of weak ferromagnets.

Keywords: domain boundary; magnetic waves; acoustic waves; yttrium orthoferrite, slowly varying amplitudes.

Conflict of interest: The authors declare no apparent or potential conflicts of interest related to the publication of this article.

For citation: Zhukov E. A., Zhukova V. I., Kuzmenko A. P. Contribution of the Magnetic Subsystem to the Generation of Longitudinal Acoustic Waves during Domain Wall Motion in Yttrium Orthoferrite. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2023; 13(4): 54–65. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-4-54-65>

Received 28.09.2023

Accepted 26.10.2023

Published 25.12.2023

Введение

Актуальной задачей информационной технологии является повышение скорости обработки информации. При этом материалами элементной базы традиционно, кроме полупроводников, рассматриваются магнитные материалы, в которых для записи информации используется ориентация магнитных моментов, а время обработки определяется скоростью движения доменных границ (ДГ) [1–4]. Для повышения быстродействия подобных устройств необходимо установление механизмов таких взаимодействий в акустической и магнитной подсистемах, вызываемых движением ДГ.

Взаимодействие акустических и магнитных (спиновых) волн рассматривается в работах [12–15], где получены решения динамических уравнений, связывающих магнитные и акустические волны в отсутствии поглощения и постоянного магнитного поля. Показано, что движение ДГ при определенных скоростях, в слабых ферромагнетиках, сопровождается ее торможением и генерацией акустических и магнитных волн.

В настоящей работе изучается влияние магнитной волны, генерируемой движущейся ДГ, на продольную акустическую волну с учетом поглощения в магнитной подсистеме.

Материалы и методы

Перспективными материалами являются слабые ферромагнетики, в которых скорость движения ДГ достигает рекордных значений ($2 \cdot 10^6$ см/с) в ортоферрите

иттрия, т. е. является сверхзвуковой, а значит при преодолении звукового барьера сопровождается существенной перестройкой доменной структуры и многочастичными (фононными, магнонными и их производными) взаимодействиями [5–14].

При решении уравнения, описывающего вклад магнитной подсистемы в генерацию продольных акустических волн при движении ДГ в ортоферрите иттрия, использовался метод медленно меняющихся амплитуд, метод теории возмущений [16] и метод Лагранжа. Расчеты для амплитуды возбуждаемых волн проводились с использованием полученных экспериментально динамических параметров движения ДГ.

Магнитная система ортоферрита иттрия рассматривается в двухподрешеточном приближении [5; 6]. ДГ находится в плоскости yz и движется вдоль оси x [17; 18]. Антиферромагнитный вектор совершает разворот в плоскости xz , при этом его угол $V(x, t)$ относительно нормали плоскости ДГ изменяется от $+\pi/2$ до $-\pi/2$ (здесь t – время). Кристалл считается неограниченным, влиянием акустической подсистемы на магнитную пренебрегается.

Исходная система динамических уравнений, связывающая магнитную переменную $V(x, t)$ со смещением акустических волн, является нелинейной и рассматривалась в [17–21] без учета поглощения магнитных волн. В соответствии с этими работами анализ взаимодействия движущейся ДГ с магнитными и акустическими волнами будем проводить в предположении

$$V = V_0 + V_1, \quad (1)$$

где V_0 описывает намагниченность движущейся ДГ без учета взаимодействия с магнитными волнами, а V_1 – магнитные волны, генерируемые доменной границей ($V_1 \ll V_0$). Влиянием акустической подсистемы на магнитную будем пренебрегать.

Для определения угла $V(x, t)$ и смещения продольной акустической волны $u_l(x, t)$ с учетом поглощения в отсутствие магнитного поля рассмотрим систему двух динамических уравнений [19–21]:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) (V_0 + V_1) + \frac{b_3}{2A} \sin 2V_0 = \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial (V_0 + V_1)}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_l = - \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial (V_0 + V_1)}{\partial x} \sin 2V_0. \quad (3)$$

Здесь V_0 является решением следующего уравнения:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_0 + \frac{b_3}{2A} \sin 2V_0 = 0;$$

$$V_0 = -2 \arctg - \left(e^{\frac{(x-vt)}{D_3}} \right);$$

$$D_3 = \sqrt{\frac{A}{b_3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}, \quad (4)$$

где v – скорость ДГ; c – предельная скорость ДГ; A – постоянная обменной энергии; b_3 – константа анизотропии; ρ – плотность; δ_l – магнитоакустическая константа; s_l – скорость объемных продольных звуковых волн; α – коэффициент поглощения магнитных волн; M – амплитуда магнитного момента элементарной кристаллической решетки; g – гиромагнитное отношение. Движение ДГ может быть возвращением в равновесное положение после отключения магнитного поля. От координаты y переменные не зависят.

В левой части уравнения (2) первое слагаемое задает угол магнитной волны в свободном пространстве. Второе слагаемое учитывает возмущение магнитной волны, вызванное доменной границей. В правой части уравнения (2) учитывается поглощение магнитной волны.

Уравнение (3) – уравнение продольной акустической волны с учетом магнитоакустического взаимодействия в правой части уравнения.

Угол магнитной волны V_1 находится из уравнения

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) V_1 = \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial (V_0 + V_1)}{\partial t}. \quad (5)$$

Уравнение (5) решается методом теории возмущений [22]:

$$V_1 = V_1^{(0)} + V_1^{(1)}; V_1^{(1)} \ll V_1^{(0)}. \quad (6)$$

Нулевое приближение $V_1^{(0)}$ – угол магнитной волны без поглощения магнитных волн ($\alpha M = 0$) имеет вид

$$V_1^{(0)}(x, t) = (e^{k_1(x-vt)} + e^{k_2(x-vt)}) e^{i\omega_s t - ik_s x} + (e^{k_3(x-vt)} + e^{k_4(x-vt)}) e^{-i\omega_s t + ik_s x}. \quad (7)$$

Первое приближение $V_1^{(1)}$ – угол магнитной волны с учетом поглощения магнитных волн ($\alpha M \neq 0$) имеет вид

$$V_1^{(1)}(x - vt) = - \frac{(c^2 - v^2)}{c^2} 2 \arctg \left(e^{\frac{(x-vt)}{D_3}} \right) + \left(\frac{gA(c^2 - v^2)}{\alpha M v c^2} \right)^2 \frac{\alpha M v}{gA D_3}. \quad (8)$$

В (7)–(8) k_1, k_2, k_3, k_4 определяют амплитуду нулевого приближения угла магнитной волны;

$$k_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-(\beta + i\theta) \pm - \pm k_{1,2} \sqrt{(\beta + i\theta)^2 - 4(\gamma + i\eta)} \right);$$

$$k_{3,4} = \frac{1}{2} \left(-(\beta - i\theta) \pm - \pm \sqrt{(\beta - i\theta)^2 - 4(\gamma + i\eta)} \right). \quad (9)$$

где $\theta = \left(2k_s - \frac{2\omega_s v}{c^2}\right) \frac{c^2}{c^2 - v^2}$;

$$\beta = \frac{\alpha M v}{g A} \frac{c^2}{c^2 - v^2};$$

$$\gamma = \left(-\frac{\omega_s^2}{c^2} + k_s^2\right) \frac{c^2}{c^2 - v^2};$$

$$\eta = -\frac{\alpha M \omega_s}{g A} \frac{c^2}{(c^2 - v^2)}.$$

В (7)–(9) приняты законы дисперсии для акустических, магнитных волн и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ в виде [5]

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_s + \omega_a; \quad \omega_s = \sqrt{\frac{b_3 c^2}{A} + c^2 k_s^2}; \\ \omega_a &= s_l k_a; \quad \omega = k v; \\ k &= k_s + k_a, \end{aligned} \quad (10)$$

где ω , ω_s , ω_a , k , k_s , k_a – частоты и волновые числа напряжений ДГ, магнитных и акустических волн соответственно.

Результаты и их обсуждение

Определим решение уравнения (3), используя решение (6)–(9) уравнения (2). Параметры ДГ [5; 6] определяются из (4):

$$\begin{aligned} \sin 2V_0 &= 2 \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}; \\ \frac{\partial V_0}{\partial x} &= -\frac{1}{D_3 \operatorname{ch}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}. \end{aligned} \quad (11)$$

С учетом (6)–(9), (11) уравнение (3) примет вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_l &= \\ &= \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{2}{D_3}\right) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^3\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} - \\ &- 2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial V_1}{\partial x} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}. \end{aligned} \quad (12)$$

Решаем линейное уравнение (12), полагая

$$u_l = u_l^{(0)} + u_l^{(1)}, \quad (13)$$

где $u_l^{(0)}$ – является решением уравнения

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_l^{(0)} &= 0; \\ u_l^{(0)} &= e^{i\omega_a t - ik_a x}. \end{aligned} \quad (14)$$

Второе слагаемое $u_l^{(1)}$ в (13) при условии (6)–(9) ищем в виде

$$u_l^{(1)} = u_{l(0)}^{(1)} + u_{l(1)}^{(1)}, \quad (15)$$

где $u_{l(0)}^{(1)}$, $u_{l(1)}^{(1)}$ – решения уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{l(0)}^{(1)} &= \\ &= -2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial V_1^{(0)}}{\partial x} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{l(1)}^{(1)} &= \\ &= \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{2}{D_3}\right) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^3\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} - \\ &- 2 \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial V_1^{(1)}}{\partial x} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Найдем $u_{l(0)}^{(1)}$ из уравнения (16). Используя (7) и (9), получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{l(0)}^{(1)} &= \\ &= -\frac{2 \delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} \times \\ &\times \left[(k_1 - ik_s) e^{k_1(x-vt)} + \right. \\ &\times (k_2 - ik_s) e^{k_2(x-vt)} e^{i\omega_s t - ik_s x} + \\ &\quad \left. (k_3 + ik_s) e^{k_3(x-vt)} + \right. \\ &\left. + (k_4 + ik_s) e^{k_4(x-vt)} e^{-i\omega_s t + ik_s x} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Решение уравнения (18) определяем в виде медленно меняющихся амплитуд. Считаем, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - ikx}$:

$$\begin{aligned} u_{l(0)}^{(1)}(x, t) &= \\ &= A_2(x - vt)e^{i\omega_a t - ik_a x} + \\ &+ A_2^*(x - vt)e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя формулы (10), преобразуем (19) к удобному для дальнейших вычислений виду:

$$\begin{aligned} u_{l(0)}^{(1)}(x, t) &= \\ &= A_2(x - vt)e^{-ik(x-vt)}e^{-i\omega_s t + ik_s x} + \\ &+ A_2^*(x - vt)e^{ik(x-vt)}e^{i\omega_s t - ik_s x}. \end{aligned} \quad (20)$$

Определим неизвестные амплитуды $A_2(x - vt)$ и $A_2^*(x - vt)$. Для этого найдем производные функции (20) и подставим в уравнение (18). В полученном уравнении приравняем выражения при равных экспонентах. Получим систему двух уравнений. Так как $A_2(x - vt)$ и $A_2^*(x - vt)$ – комплексно-сопряженные функции, то достаточно найти одну из них. Выберем, например, уравнение для функции $A_2(x - vt)$:

$$\begin{aligned} &\left[\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2 A_2(x - vt)}{\partial t^2} + \right. \\ &+ \frac{2}{s_l^2} i\omega_a \frac{\partial A_2(x - vt)}{\partial t} - \\ &- \frac{\omega_a^2}{s_l^2} A_2(x - vt) - \\ &- \frac{\partial^2 A_2(x - vt)}{\partial x^2} + \\ &+ 2ik_a \frac{\partial A_2(x - vt)}{\partial x} + \\ &+ k_a^2 A_2(x - vt) \left. \right] = \\ &= - \frac{2\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\text{sh}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} \times \\ &\times \left[\left((k_3 + ik_s)e^{(k_3 + ik)(x - vt)} + \right. \right. \\ &\left. \left. + (k_4 + ik_s)e^{(k_4 + ik)(x - vt)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

Преобразуем уравнение (21). Из (10) следует, что $-\frac{\omega_a^2}{s_l^2} + k_a^2 = 0$. Обозначим $\xi = x - vt$. Тогда, (21) примет вид

$$\begin{aligned} &\left(\frac{v^2}{s_l^2} - 1 \right) \frac{\partial^2 A_2(\xi)}{\partial \xi^2} - \\ &- 2i\omega_a \left(\frac{v - s_l}{s_l^2} \right) \frac{\partial A_2(\xi)}{\partial \xi} = \\ &= - \frac{2\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \cdot \\ &\left[\left((k_3 + ik_s)e^{(k_3 + ik)\xi} + \right. \right. \\ &\left. \left. + (k_4 + ik_s)e^{(k_4 + ik)\xi} \right) \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Линейное дифференциальное уравнение второго порядка (22) решим методом вариации произвольных постоянных (метод Лагранжа):

$$A_2(\xi) = C_1(\xi) + C_2(\xi)e^{\frac{2i\omega_a \xi}{v + s_l}}, \quad (23)$$

где $y_1(\xi) = 1$; $y_2(\xi) = e^{\frac{2i\omega_a \xi}{v + s_l}}$ – фундаментальная система решений однородного уравнения к (22). При вычислении неизвестных функций $C_1(\xi), C_2(\xi)$ по методу Лагранжа получаем интеграл, который не определяется явной функцией. Для его вычисления воспользуемся разложением в ряд Тейлора экспоненты – одного из множителей под знаком интеграла [23]. Мы будем рассматривать вклад магнитной волны в продольную акустическую волну, генерируемую доменной границей в диапазоне

$$D_3^2 \left| k_3 + k_4 + 2ik - \frac{2i\omega_a}{v + s_l} \right| \left| \frac{\xi}{D_3} \right| < 1.$$

Подставим значения параметров (табл. 1), получим $|\xi| < 4,5 \cdot 10^{12}$. В этом случае интеграл выражается сходящимся

рядом [23]. Ограничиваясь первым приближением при вычислении интеграла, в дальнейших расчетах допускаем погрешность порядка 10^{-11} .

$$C_1(\xi) = \frac{i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} \times \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + C_1; \quad (24)$$

$$C_2(\xi) = -\frac{i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} \times \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + C_2, \quad (25)$$

где C_1, C_2 – произвольные константы; $\xi = x - vt$.

Подставим (24)–(25) в (23), определим $A_2(\xi)$ и комплексно-сопряженную ей функцию $A_2^*(\xi)$.

Таким образом, первое слагаемое (19) решения (15) имеет вид

$$\begin{aligned} u_{l(0)}^{(1)}(x, t) = & \left[\frac{i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} (k_3 + k_4 + 2ik_s) \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} + C_1 - \right. \\ & \left. - \left(\frac{i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a \operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} (k_3 + k_4 + 2ik_s) - C_2 \right) e^{\frac{2i\omega_a}{v+s_l}(x-vt)} \right] e^{i\omega_a t - ik_a x} + \\ & + \left[\frac{-i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} (k_3 + k_4 - 2ik_s) \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} + C_1 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{i\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a \operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} (k_3 + k_4 - 2ik_s) + C_2 \right) e^{\frac{-2i\omega_a}{v+s_l}(x-vt)} \right] e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (26) \end{aligned}$$

Акустическая волна $u_{l(0)}^{(1)}(x, t)$ генерируется доменной границей под влиянием магнитной волны без учета поглощения последней.

Из (19), (23), (26) следует, что вклад магнитной волны в генерацию продоль-

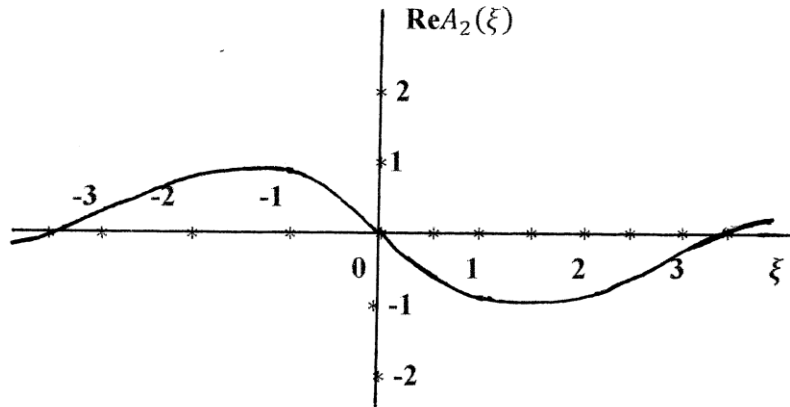
ной акустической волны оценивается амплитудой $A_2(\xi)$ решения $u_{l(0)}^{(1)}(x, t)$.

По данным параметров из [5–7] (табл. 1) выполним расчет амплитуды $A_2(\xi)$ (23)–(25) и построим график ее реальной части (рис. 1).

Таблица 1. Значения параметров

Table 1. Parameter values

| Параметр | Значение | Параметр | Значение |
|----------|--------------------------------------|------------|------------------------------------|
| H | 60 Э | δ_l | $5 \cdot 10^6$ эрг/см ³ |
| A | $8,8 \cdot 10^{-7}$ эрг/см | s_l | $7 \cdot 10^5$ см/с |
| c | $2 \cdot 10^6$ см/с | ω_s | $3 \cdot 10^{12}$ с ⁻¹ |
| α | 10^5 см ⁻¹ | k_s | 10^6 см ⁻¹ |
| v | 10^6 см/с | k_a | 10^6 см ⁻¹ |
| D_3 | 10^{-6} см | k | $2 \cdot 10^6$ см ⁻¹ |
| β | $2,2 \cdot 10^{12}$ см ⁻¹ | ρ | 5 г/см ³ |
| θ | $0,7 \cdot 10^6$ см ⁻¹ | | |

Рис. 1. График $\text{Re}A_2(\xi)$. Цена деления 10^{-6} смFig. 1. Graph of $\text{Re}A_2(\xi)$. Graduation 10^{-6} cm

Для удобства расчетов амплитуды выделим в (23)–(25) действительную и

мнимую части, используя формулы (9) (считаем, что $C_1 = 0$ и $C_2 = 0$):

$$A_2(\xi) = \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \frac{\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} \times \left[(2k_s + \theta) \left(\cos\left(\frac{2\omega_a}{v + s_l} \xi\right) - 1 \right) - \beta \sin\left(\frac{2\omega_a}{v + s_l} \xi\right) \right] +$$

$$+ i \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \frac{\delta_l(v + s_l)D_3}{\rho s_l^2 \omega_a} \times \left[(2k_s + \beta) \left(1 - \cos\left(\frac{2\omega_a}{v + s_l} \xi\right) \right) + \theta \sin\left(\frac{2\omega_a}{v + s_l} \xi\right) \right].$$

Подставим значения параметров (см. табл. 1):

$$A_2(\xi) = \frac{2,4 \cdot 10^{-11}}{\text{ch}(10^6 \xi)} \left[\left(\cos(0,8 \cdot 10^6 \xi) - 1 - \frac{4}{5} \cdot 10^6 \cdot \sin(0,8 \cdot 10^6 \xi) \right) + \right. \\ \left. + i(0,8 \cdot 10^6 \cdot (1 - \cos(0,8 \cdot 10^6 \xi)) + 0,2 \sin(0,8 \cdot 10^6 \xi)) \right]. \quad (27)$$

При построении графика действительной части амплитуды (27) исключены слагаемые, порядок которых меньше 10^{-6} . Как было определено ранее, движение ДГ должно осуществляться в пространстве $|\xi| < 4,5 \cdot 10^{12}$, т. е. практически неограниченном.

Из графика (см. рис. 1) видно, что максимальный вклад магнитной волны в генерацию продольной акустической при движении ДГ без учета поглощения магнитной волны ($\alpha M = 0$) и влияния акустических волн в неограниченном кристалле

достигается на участке $D_3 < |\xi| < 2D_3$. Порядок максимального возмущения амплитуды продольной акустической волны составляет 10^{-6} см. Возмущение амплитуды продольной волны затухает в области $|\xi| > 3D_3$ и $|\xi| < D_3$.

Второе слагаемое решения (15) уравнения (17) имеет вид

$$u_{l(1)}^{(1)}(x - vt) = \frac{\delta_l D_3}{\rho s_l^2} \left(1 - \frac{v^2}{s_l^2} \right) \times \\ \times \left(1 + \frac{(c^2 - v^2)}{c^2} \right) \text{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) \quad (28)$$

и является малой добавкой к решению $u_{l(0)}^{(1)}$ порядка 10^{-10} (10^{-4} от $A_2(\xi)$).

Решение (28) определяет вклад магнитной волны с учетом поглощения ($\alpha M \neq 0$) в генерацию продольной акустической волны при движении ДГ в неограниченном кристалле.

Выводы

Таким образом, в работе получено явное решение для амплитуды продольной акустической волны под действием заданной магнитной волны в отсутствии обрат-

ного влияния. С учетом поглощения аналитически описано влияние магнитной волны, сопровождающей движущуюся ДГ, на продольную акустическую волну, возбуждаемую в ортоферрите иттрия.

Расчеты показывают, что величина этого возмущения может достигать порядка 10^{-6} см, т. е. становится сопоставимой с видимой толщиной доменной стенки в пластинчатом образце с естественными неоднородностями. Это явление можно использовать для измерений параметров гиперзвуковых волн (до 10^{12} Гц) оптическими методами.

Список литературы

1. Magnetic domain-wall logic / D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R. P. Cowburn // *Science*. 2005. Vol. 309, no. 5741. P. 1688–1692.
2. Parkin S. P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory // *Science*. 2008. Vol. 320, no. 5873. pp. 190–194.
3. You C. Y. Concept of the field-driven domain wall motion memory // *Journal of magnetism and magnetic materials*. 2009. Vol. 321, no. 7. P. 888–890.
4. Paradigm of magnetic domain wall-based in-memory computing / X. Zheng, J. Wang, G. Li, X. Lu, W. Li, Y. Wang, L. Chen, H. Yin, J. Wu, Y. Xu // *ACS Applied Electronic Materials*. 2020. Vol. 2, no. 8. P. 2375–2382.
5. 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. 181 p.
6. Звездин А. К., Мухин А. А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1992. Т. 102, вып. 2. С. 577–599.
7. Study of the structural and dimensional features of the magnetization reversal in transparent weak ferromagnets / A. P. Kuz'menko, E. A. Zhukov, V. I. Zhukova, Tsz. Li, A. V. Kaminskii // *The Physics of Metals and Metallography*. 2008. Vol. 106, no. 2. P. 164–172.
8. Ким П. Д., Хван Д. Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // *Физика твердого тела*. 1982. Т. 24, вып. 8. С. 2300–2304.
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. 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.
11. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets / A. P. Kuz'menko, E. A. Zhukov, M. B. Dobromyslov, A. V. Kaminsky // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. Vol. 310, no. 2, pt. 2. P. 1610–1612.
12. Жуков Е. А. Возбуждение магнитоупругих волн одиночной доменной границей в пластинах ортоферритов // *Вестник Тихоокеанского государственного университета*. 2007. № 4 (7). С. 61–72.

13. Жуков Е. А., Кузьменко А. П., Щербаков Ю. И. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // *Физика твердого тела*. 2008. Т. 50, вып. 6. С. 1033–1036.
14. Метод генерации, усиления и измерения параметров гиперзвуковых волн в магнитных кристаллах / Е. А. Жуков, В. И. Жукова, А. В. Каминский, В. В. Корчевский, В. И. Римлянд // *Вестник Тихоокеанского государственного университета*. 2012. № 3 (26). С. 17–27.
15. Generation of nanometer wavelength acoustic waves / O. Yu. Komina, M. E. Adamova, E. A. Zhukov, A. P. Kuz'menko, V. I. Zhukova // *Journal of Nano- and Electronic Physics*. 2016. Vol. 8, no. 4. P. 04020.
16. Филиппов А. Ф. Введение в теорию дифференциальных уравнений. Изд. 2-е. М.: КомКнига, 2007. 240 с.
17. 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.
18. Механизмы генерации волн Лэмба доменной границей в пластине слабого ферромагнетика / Е. А. Жуков, М. Е. Адамова, В. И. Жукова, А. П. Кузьменко // *Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии*. 2021. Т. 11, № 4. С. 123–136.
19. Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике: Препринт ИТФ-83-111Р. Киев: ИТФ АН УССР, 1983. 28 с.
20. Туров Е. А., Шавров В. Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // *Успехи физической науки*. 1983. Т. 140, вып. 3. С. 429–462.
21. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков / Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев. М.: Физматлит, 2001. 560 с.
22. Жукова В. И., Жуков Е. А., Панасюк С. Р. Взаимодействие магнитных волн с доменной границей в ортоферрите иттрия // *Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: материалы XX региональной научной конференции / под ред. А. И. Мазура*. Хабаровск: Тихоокеанский гос. ун-т, 2022. С. 24–27.
23. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1978. 224 с.

References

1. Allwood D. A., Xiong G., Faulkner C. C., Atkinson D., Petit D., Cowburn R. P. Magnetic domain-wall logic. *Science*, 2005, vol. 309, no. 5741, pp. 1688–1692.
2. Parkin S. P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 2008, vol. 320, no. 5873, pp. 190–194.
3. You C. Y. Concept of the field-driven domain wall motion memory. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 2009, vol. 321, no. 7, p. 888–890.
4. Zheng X., Wang J., Li G., Lu X., Li W., Wang Y., Chen L., Yin H., Wu J., Xu Y. Paradigm of magnetic domain wall-based in-memory computing. *ACS Applied Electronic Materials*, 2020, vol. 2, no. 8, pp. 2375–2382.
5. Bar'yakhtar V. G., Chetkin M. V., Ivanov B. A., Gadetskii S. N. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory. *Springer Tracts in Modern Physics*. Berlin, 1994, vol. 129. 181 p.
6. Zvezdin A. K., Mukhin A. A. Magnitoupругие uedinennye volny i sverkhzvukovaya dinamika domennykh granits [Magnetoelastic solitary waves and supersonic domain-wall dynamics]. *Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1992, vol. 75, pp. 306–318.
7. 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, vol. 106, no. 2, pp. 164–172.
8. Kim P. D., Khvan D. Ch. Vynuzhdennye kolebaniya domennoi stenki na vysokikh chastotakh [Forced oscillations of the domain wall at high frequencies]. *Fizika tverdogo tela = Solid state Physics*, 1982, vol. 24, is. 8, pp. 2300–2304.

9. Zvezdin A. K., Popkov A. F. Rasprostranenie spinovykh voln v dvizhushcheysya domennoy granitse [Propagation of spin waves in a moving domain boundary] *Pis'ma v ZhETF = Letters in JETP*, 1984, vol. 39, is. 8, pp. 348–351.
10. Kuz'menko A. P., Zhukov E. A., Li T. S. Rezonansnoe возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной domennoy granitse [Resonant excitation of magnetoelastic vibrations in orthoferrites by a single domain boundary]. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*, 2005, no. 1, pp. 9–24.
11. 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, vol. 310, no. 2, pt. 2, pp. 1610–1612.
12. Zhukov E. A. Vozbuzhdenie магнитоупругих волн одиночной domennoy granitse v пластинках ортоферритов [Excitation of magnetoelastic waves by a single domain boundary in orthoferrite plates]. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*, 2007, no. 4(7), pp. 61–72.
13. Zhukov E. A., Kuz'menko A. P., Shcherbakov Yu. I. Tormozhenie dvizhushcheysya domennoy granitsy v slabykh ferromagnetikakh [Braking of a moving domain boundary in weak ferromagnets]. *Fizika tverdogo tela = Solid state Physics*, 2008, vol. 50, is. 6, pp. 1033–1036.
14. Zhukov E. A., Zhukova V. I., Kaminskiy A. V., Korchevskiy V. V., Rimlyand V. I. Metod generatsii, usileniya, i izmereniya parametrov giperzvukovykh voln v magnitnykh kristallakh [Method of generation, amplification, and measurement of parameters of hypersonic waves in magnetic crystals]. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*, 2012, no. 3 (26), pp. 17–27.
15. Komina O. Yu., Adamova M. E., Zhukov E. A., Kuz'menko A. P., Zhukova V. I. Generation of nanometer wavelength acoustic waves. *Journal of Nano- and Electronic Physics*, 2016, vol. 8, no. 4, pp. 04020.
16. Filippov A. F. Vvedenie v teoriyu differentsial'nykh uravneniy [Introduction to the theory of differential equations]. 2 ed. Moscow, KomKniga Publ., 2007. 240 p.
17. Zhukov E. A., Zhukova V. I. Raschety vzaimodeystviya magnitnykh i prodol'nykh akusticheskikh voln s uchastiem domennoy granitsy v ортоферритах [Calculations of the interaction of magnetic and longitudinal acoustic waves with the participation of a domain boundary in orthoferrites]. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*, 2021, no. 4 (63), pp. 55–64.
18. Zhukov E. A., Adamova M. E., Zhukova V. I., Kuz'menko A. P. Mekhanizmy generatsii voln Lemba domennoy granitse v пластине slabogo ferromagnetika [Mechanisms of Lamb wave generation by a domain boundary in a weak ferromagnetic plate]. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologie*, 2021, vol. 11, no. 4, pp. 123–136.
19. Bar'yakhtar I. V., Ivanov B. A. Dinamicheskoe tormozhenie domennoy granitsy v slabom ferromagnetike [Dynamic domain boundary braking in a weak ferromagnet]. Kiev, ITF AN USSR Publ., 1983. 28 p.
20. Turov E. A., Shavrov V. G. Narushennaya simmetriya i magnitoakusticheskie efekty v ferro- i antiferromagnetikakh [Broken symmetry and magnetoacoustic effects in ferro- and antiferromagnets]. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physicsc-Uspekhi*, 1983, vol. 140, is. 3, pp. 429–462.
21. Turov E. A., Kolchanov A. V., Men'shenin V. V., Mirsaev I. F., Nikolaev V. V. Simmetriya i fizicheskie svoystva antiferromagnetikov [Symmetry and physical properties of antiferromagnets]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2001. 560 p.
22. Zhukova V. I., Zhukov E. A., Panasyuk S. R. Vzaimodeystvie magnitnykh voln s domennoy granitse v ортоферрите иттрия [Interaction of magnetic waves with a domain boundary in yttrium orthoferrite]. *Fizika: fundamental'nye i prikladnye issledovaniya, obrazovanie. Materialy XX regional'noy nauchnoy konferentsii* [Physics: fundamental and applied research, education: materials of the XX regional scientific conference]; ed. by A. I. Mazur. Khabarovsk, Pacific St. Univ. Publ., 2022, pp. 24–27.

23. Dvayt G. B. *Tablitsy integralov i drugie matematicheskie formuly* [Tables of integrals and other mathematical formulas]. Moscow, Nauka Publ., 1978. 224 p.

Информация об авторах / Information about the Authors

Жуков Евгений Александрович, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры автоматизации и системотехники, Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск, Российская Федерация, e-mail: e_a_zhukov@mail.ru, ORCID: 0000-0002-5196-565X

Evgeny A. Zhukov, Doctor of Sciences (Physical and Mathematical), Associate Professor, Professor of the Department of Automation and Systems Engineering, Pacific State University, Khabarovsk, Russian Federation, e-mail: e_a_zhukov@mail.ru, ORCID: 0000-0002-5196-565X

Жукова Валентина Ивановна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры высшей математики, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Российская Федерация, e-mail: v-i-zhukova@yandex.ru

Valentina I. Zhukova, Candidate of Sciences (Physical and Mathematical), Associate Professor of the Department of Higher Mathematics, Far Eastern State Transport University, Khabarovsk, Russian Federation, e-mail: v-i-zhukova@yandex.ru

Кузьменко Александр Павлович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Регионального центра нанотехнологий, Юго-Западный государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: apk3527@mail.ru, ORCID: 0000-0001-7089-0692

Aleksander P. Kuzmenko, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Chief Researcher of the Regional Center of Nanotechnology, Southwest State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: apk3527@mail.ru, ORCID: 0000-0001-7089-0692