

Оригинальная статья / Original article

УДК 537.634:538.955

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-4-82-94>

Генерация продольных акустических волн возбужденной акустической подсистемой при движении доменной границы в ортоферрите иттрия

Е.А. Жуков¹, В.И. Жукова², А.П. Кузьменко^{3✉}

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: apk3527@mail.ru

Резюме

Целью настоящей работы является определение прямого вклада магнитных волновых колебаний намагниченности в движении доменной границы в генерацию продольных акустических волн и их обратного влияния на процессы перемагничивания в ортоферрите иттрия.

Методы. Объектом исследования в работе является решение системы динамических уравнений, описывающих взаимодействие магнитной и акустических подсистем, возбуждаемых движущейся доменной границей в ортоферрите иттрия. Уравнения решаются методами теории возмущений, медленно меняющихся амплитуд и Лагранжа.

Результаты. Впервые получено явное решение смещения продольной акустической волны, генерируемой магнитной подсистемой, сопровождающей движущуюся доменную границу в ортоферрите иттрия с учетом обратного влияния акустической волны. С использованием известных значений параметров, входящих в систему динамических уравнений, описывающих взаимодействия при движении доменной границы в ортоферрите иттрия продольной акустической волны и магнитной подсистемы, выполнены численные расчеты на основании полученного решения. Показано, что максимальный вклад на движущуюся доменную границу в ортоферрите иттрия из-за обратного влияния продольной акустической волны достигает порядка 10^{-12} м вдали от волновой скорости и увеличивается в 10^4 раз (до порядка 10^{-8} м) при скорости доменной границы, близкой к волновой скорости, т.е. становится сопоставимым с ее теоретической толщиной по Ландау $\approx 10^{-8}$ м.

Заключение. Получено явное решение, учитывающее взаимное влияние на механизмы взаимодействия магнитной и акустических подсистем квазичастичных возбуждений, сопровождающих околосвуковые движения доменной границы в ортоферрите иттрия, позволяющее учесть современные требования к запоминающим и логическим устройствам по качеству и скорости обработки информации. Получены практически значимые оценки вкладов взаимодействий для совершенствования элементной базы таких устройств.

Ключевые слова: доменная граница; акустические волны; магнитная подсистема; волновые колебания; намагниченность; ортоферрит иттрия.

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

© Жуков Е.А., Жукова В.И., Кузьменко А.П., 2025

Для цитирования: Жуков Е.А., Жукова В.И., Кузьменко А.П. Генерация продольных акустических волн возбужденной акустической подсистемой при движении доменной границы в ортоферрите иттрия // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2025. Т. 15, № 4. С. 82–94. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-4-82-94>.

Поступила в редакцию 10.11.2025

Подписана в печать 02.12.2025

Опубликована 25.12.2025

Generation of longitudinal acoustic waves by an excited acoustic subsystem during the movement of a domain wall in Yttrium orthoferrite

Evgeny A. Zhukov¹, Valentina I. Zhukova², Aleksander P. Kuzmenko^{3✉}

¹ Pacific National University
136 Tikhookeanskaya 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: apk3527@mail.ru

Abstract

The purpose of this study is to determine the direct contribution of magnetic wave oscillations of magnetization during domain wall motion to the generation of longitudinal acoustic waves and their feedback effect on magnetization reversal processes in yttrium orthoferrite.

Methods. The object of this study is the solution of a system of dynamic equations describing the interaction of magnetic and acoustic subsystems excited by a moving domain wall in yttrium orthoferrite. The equations are solved using perturbation theory, slowly varying amplitude theory, and Lagrangian methods.

Results. For the first time, an explicit solution was obtained for the displacement of a longitudinal acoustic wave generated by a magnetic subsystem accompanying a moving domain wall in yttrium orthoferrite, taking into account the feedback effect of the acoustic wave. Using known values of the parameters included in the system of dynamic equations describing the interactions between the longitudinal acoustic wave and the magnetic subsystem during domain wall motion in yttrium orthoferrite, numerical calculations were performed based on the obtained solution. It is shown that the maximum contribution to a moving domain wall in yttrium orthoferrite due to the feedback effect of a longitudinal acoustic wave reaches about 10^{-12} m far from the wave velocity and increases by a factor of 10^4 (to about 10^{-8} m) at a domain wall velocity close to the wave velocity, i.e., it becomes comparable to its theoretical Landau thickness of $\approx 10^{-8}$ m.

Conclusion. An explicit solution is obtained that takes into account the mutual influence of quasiparticle excitations accompanying transonic domain wall motion in yttrium orthoferrite on the interaction mechanisms of the magnetic and acoustic subsystems. This solution allows for meeting modern requirements for memory and logic devices in terms of quality and speed of information processing. Practically significant estimates of the contributions of such interactions are obtained for improving the component base of such devices.

Keywords: domain boundary; acoustic waves; magnetic subsystem; wave oscillations; magnetization; yttrium orthoferrite.

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. Generation of longitudinal acoustic waves by an excited acoustic subsystem during the movement of a domain wall in Yttrium orthoferrite. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii* = *Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technologies*. 2025;15(4):82-94. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-4-82-94>.

Received 10.11.2025

Accepted 02.12.2025

Published 25.12.2025

Введение

Актуальной задачей дальнейшего развития важного научного направления в области информационных технологий является повышение скорости обработки информации. Для записи информации в настоящее время применяют магнитные материалы с локально задаваемой ориентацией намагниченности [1]. Существует ряд материалов (со слабоферромагнитным упорядочением – СФМ) с особенностью перемагничивания, основанном преимущественно на движении доменных границ (ДГ) [2], одним из которых является ортоферрит иттрия YFeO_3 . Он обладает большими полями обменного взаимодействия, анизотропии, малыми полями размагничивания и коэрцитивности, а также уникальным сочетанием магнитооптических свойств [3]. Совокупность таких свойств YFeO_3 предопределила аномально высокую скорость движения ДГ вплоть до $2 \cdot 10^4$ м/с, что в несколько раз выше характерных скоростей поперечного и даже продольного звука. Ударно-волновые взаимодействия в момент преодоления ДГ звуковых барьеров сопровождаются возникновением явления упругоиндуцированного перемагничивания с быстродействием до 70 фс, что было положено в основу создания акустооптических устройств (патент РФ № 2266552). Большие перспективы дальнейшего изучения процессов перемагничивания в YFeO_3 связаны с открытием в них метастабильных гексагональных модификаций h-RFeO_3 , объединяемых в многослойные тригональные пирамиды [5]. Указанные свойства ортоферритов востребованы при создании устройств спинтроники [6]. Применение новых методов [6], разработка новых методик исследования процессов перемагничивания [7] будет способствовать созданию быстродействующих устройств обработки информации.

Взаимодействие магнитных (спиновых) и упругих (акустических) подсистем при движении ДГ в ортоферритах системно заложено в работах Е.А. Турова и В.Г. Шаврова [8]. Дальнейшие исследования магнитоакустических эффектов продолжены в работе А.К. Звездина и А.А. Мухина [9], где описаны магнитоупругие уединенные волны, вызванные сверхзвуковой динамикой ДГ. Магнитоупругие волны [10] и колебания ДГ в высокочастотных полях [11], дополненные расчетами торможений ДГ в YFeO_3 [12] и распространения в самой ДГ [13] спиновых волн [14], позволили получить оценки амплитуды акустических смещений при скоростях движения ДГ, близких к звуковым [15]. Исследование взаимодействия при возрастании магнитоупругой связи, вызванного торможением ДГ и магнито-волновыми колебаниями намагниченности и акустических волн, было проведено в [16]. Механизмы генерации волн Лэмба в пластинчатых образцах YFeO_3 установлены и описаны в [17]. Расчеты смещения продольных акустических волн в движущейся ДГ в пластинах ортоферритов были проведены экспериментально в [18]. Теоретические исследования и расчеты взаимодействия магнитных и акустических подсистем в движущейся в YFeO_3 ДГ со скоростью, далекой от звуковых скоростей, были выполнены в [19], а в работе [20] такие расчеты проводились и для скоростей, близких к звуковым.

В данной статье исследован вклад магнитной подсистемы, возбуждаемой движущейся ДГ в YFeO_3 с учетом обратного влияния на нее акустических волн, в генерацию продольной акустической волны. Получены оценки амплитуды смещения продольной акустической волны для скоростей движения ДГ в YFeO_3 , далеких и близких к звуковым скоростям.

Материалы и методы

Для исследования вклада магнитной подсистемы, возбуждаемой движущейся ДГ с учетом обратного влияния акустических волн, в генерацию продольной акустической волны выбран YFeO_3 . Решение системы уравнений, описывающих взаимодействие магнитных волновых колебаний намагниченности и продольных акустических волн, строилось на методе теории возмущений, медленно меняющихся амплитуд и Лагранжа.

Взаимодействие магнитной и акустической подсистем описывается системой динамических уравнений [21]:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y + \frac{b_3}{2A} \sin 2Y = \\ & = -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cdot \sin 2Y + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cdot \cos 2Y + \\ & + \frac{mH}{A} \cdot \sin Y + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial Y}{\partial t}; \end{aligned} \quad (1)$$

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

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_t = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial Y}{\partial x} \cdot \cos 2Y, \quad (3)$$

где $Y = Y(x, t)$ – пространственно-временное задание угла антиферромагнитного вектора или вектора магнитных волновых колебаний намагниченности, изменяемое от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ относительно нормали плоскости ДГ; $u_l = u_l(x, t)$, $u_t = u_t(x, t)$ – акустические смещения (относительно оси x , от координаты y переменные не зависят) для продольной и поперечной волн.

Параметры в уравнениях (1)–(3) подробно описаны в [22]. По данным [23] использовали параметры, входящие в систему уравнений (1)–(3): $H = 60$ Э; $m = 10^{-2}$ г; $\rho = 5 \cdot 10^6$ г/м³; $c = 2 \cdot 10^4$ м/с; $s_l = 4,2 \cdot 10^3$ м/с; $s_t = 7 \cdot 10^3$ м/с; $v = 1,46 \cdot 10^4$ м/с; $A = 8,8 \cdot 10^{-1}$ Э/м³; $\delta_l = \delta_t = 5 \cdot 10^{12}$ эрг/м³; $D_3 = 10^{-8}$ м; $k = 2 \cdot 10^8$ м⁻¹; $b_3 = 1,08 \cdot 10^{12}$ Э/м³; $\omega_a = 7 \cdot 10^{11}$ с⁻¹; $\omega_s = 2,22 \cdot 10^{12}$ с⁻¹;

$$\omega_s = 2,92 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}; k_s = k_a = 10^8 \text{ м}^{-1}; \alpha = 2,92 \cdot 10^7 \text{ в}^{-1}; g = 1,76 \cdot 10^{12} (\text{с} \cdot \text{Тл})^{-1}.$$

Результаты и их обсуждение

Уравнение (1) задает угол антиферромагнитного вектора. В правой части этого уравнения учитывается поглощение излучения магнитной подсистемы, внешнее магнитное поле и влияние акустических волн. Уравнения (2), (3) задают смещения поперечной и продольной акустических волн соответственно. В правой части этих уравнений учитывается магнитоакустическое взаимодействие.

В работе [15] было изучено взаимодействие Y, u_l и Y, u_t при условии $mH \neq 0, \alpha M \neq 0$ и

$$-\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cdot \sin 2Y + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cdot \cos 2Y = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим влияние магнитной подсистемы Y на продольную акустическую волну u_l при условии $mH \neq 0, \alpha M \neq 0$ с учетом обратного взаимодействия волн u_l, u_t с Y :

$$-\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cdot \sin 2Y + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cdot \cos 2Y \neq 0. \quad (5)$$

Для этого решалась система двух уравнений (1)–(2) при условии (5). Как и в работе [15], положим, что

$$Y = Y_0 + Y_1, \quad (6)$$

где Y_0 – угол антиферромагнитного вектора без возмущений являлся решением уравнения

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_0 + \frac{b_3}{2A} \cdot \sin 2Y_0 = 0, \\ & Y_0 = -2 \arctg e^{\frac{x-vt}{D_3}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Второе слагаемое в (6) Y_1 – угол антиферромагнитного вектора возбуждаемой магнитной подсистемы, т. е. при условиях $mH \neq 0, \alpha M \neq 0$ и (5). При этом в (6) $Y_1 \ll Y_0$, т. к. правая часть уравнения (1) мала. Это позволило свести систему (1) – (3) к системе линейных уравнений [15] и

уравнения (1)–(2) в этом случае приняли вид

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_1 = \\ & = \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cdot \cos 2Y_0 - \frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cdot \sin 2Y_0 + \\ & + \frac{mH}{A} \cdot \sin Y_0 + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial Y_0}{\partial t} + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial Y_1}{\partial t}; \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_l = \\ & = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{\partial Y_0}{\partial x} + \frac{\partial Y_1}{\partial x} \right) \cdot \sin 2Y_0. \quad (9) \end{aligned}$$

Из (7) были определены параметры уравнений (8), (9) и ДГ [22]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial Y_0}{\partial t} = \frac{v}{D_3 \operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad \sin 2Y_0 = \\ & = \frac{2 \operatorname{sh} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \quad \frac{\partial Y_0}{\partial x} = \frac{-1}{D_3 \operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \\ & \cos 2Y_0 = 1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \\ & \sin Y_0 = \frac{1}{\operatorname{ch} \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)}; \\ & D_3 = \sqrt{\frac{A}{b_3} \frac{(c^2 - v^2)}{c^2}}, \quad (10) \end{aligned}$$

где D_3 – параметр ширины ДГ; v – скорость ДГ ($v \leq 2 \cdot 10^4$ м/с; $D_3 \approx 10^{-8}$ м).

Для линейных уравнений (8), (9) для удобства решения были представлены в виде суммы составляющих:

$$\begin{aligned} Y_1 &= Y_1^{(1)} + Y_1^{(2)}; \\ u_l &= u_l^{(0)} + u_{l(1)}^{(1)} + u_{l(1)}^{(2)}; \\ u_t &= u_t^{(0)} + u_{t(1)}^{(1)} + u_{t(1)}^{(2)}. \quad (11) \end{aligned}$$

Нулевые слагаемые продольных и поперечных волн в (11) есть решения уравнений (2), (3) с нулевой правой частью [16]:

$$\begin{aligned} u_l^{(0)} &= e^{i\omega_a t - ik_a x} + e^{-i\omega_a t + ik_a x}; \\ u_t^{(0)} &= e^{i\omega_a t - ik_a x} + e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (12) \end{aligned}$$

Параметры в (12) подчинялись законам дисперсии для магнитной, акустической подсистем и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ [21]:

$$\begin{aligned} \omega_s &= \sqrt{\frac{b_3 c^2}{A} + c^2 k_s^2}, \quad k = k_s + k_a, \\ \omega_a &= s_{l,t} k_a, \quad \omega = kv, \quad \omega = \omega_s + \omega_a. \quad (13) \end{aligned}$$

Влияние составляющей $Y_1^{(1)}$ магнитной подсистемы в (11) при условии $mH \neq 0$, $\alpha M \neq 0$ и (4) на продольную акустическую волну было ранее изучено в [15]. В этой работе получено явное решение смещения продольной акустической волны $u_{l(1)}^{(1)}$, генерируемой $Y_1^{(1)}$, из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_1^{(1)} = \frac{mH}{A} \cdot \sin Y_0 + \\ & + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial Y_0}{\partial t} + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial Y_1^{(1)}}{\partial t}; \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_{l(1)}^{(1)} = \\ & = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{\partial Y_0}{\partial x} + \frac{\partial Y_1^{(1)}}{\partial x} \right) \cdot \sin 2Y_0. \quad (15) \end{aligned}$$

Тогда, с учетом (5) и (11) – (15), в системе линейных уравнений (8)–(9) остались неопределенными составляющие решения (11) $Y_1^{(2)}$ и $u_{l(1)}^{(2)}$, которые должны удовлетворять системе уравнений:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) Y_1^{(2)} = \\ & = -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} \cdot \sin 2Y_0 + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t}{\partial x} \cdot \cos 2Y_0; \quad (16) \\ & \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_{l(1)}^{(2)} = \\ & = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \left(\frac{\partial Y_1^{(2)}}{\partial x} \right) \cdot \sin 2Y_0. \quad (17) \end{aligned}$$

Таким образом, система (16), (17) определяет смещение продольной акустической волны под влиянием магнитной подсистемы, возбужденной акустическими волнами в движущейся ДГ в ортоферрите иттрия без поглощения и внешнего магнитного поля. В уравнениях (16) – (17) $Y_1^{(2)}$ – угол антиферромагнитного вектора, возбужденного акустическими волнами, $u_{l(1)}^{(2)}$ – смещение продольной акустической волны под влиянием $Y_1^{(2)}$.

Без потери общности и во избежание громоздких вычислений в линейном уравнении (16) рассмотрен только случай с нулевой составляющей продольных и поперечных акустических волн (11) $u_l = u_l^{(0)}$, $u_t = u_t^{(0)}$. В этом случае условие (5) для уравнения (16) выглядело так:

$$\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l^{(0)}}{\partial x} \cdot \sin 2Y_0 + \frac{\delta_t}{A} \frac{\partial u_t^{(0)}}{\partial x} \cdot \cos 2Y_0 \neq 0. \quad (18)$$

Решение уравнения (16), с учетом (18) и (12), определено в работе [20] в виде

$$Y_1^{(2)}(x - vt) = F(x - vt) \times e^{i\omega_s t - ik_s x} + F^*(x - vt) e^{-i\omega_s t + ik_s x}; \quad (19)$$

$$\xi = x - vt;$$

$$\begin{aligned} F(\xi) &= \frac{i\delta_l k_a D_3}{A(R_1 - R_2)} \frac{(e^{R_1 \xi} - e^{R_2 \xi})}{\operatorname{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - \\ &- \frac{i\delta_t k_a e^{ik\xi}}{A(R_1 - R_2)} \left(\frac{1}{ik - R_1} - \frac{1}{ik - R_2} \right) - \\ &- \frac{i2\delta_t k_a D_3}{A(R_1 - R_2)} \cdot \operatorname{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) (e^{R_1 \xi} - e^{R_2 \xi}); \\ F^*(\xi) &= - \frac{i\delta_l k_a D_3}{A(R_3 - R_4)} \frac{(e^{R_3 \xi} - e^{R_4 \xi})}{\operatorname{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \\ &+ \frac{i\delta_t k_a e^{ik\xi}}{A(R_3 - R_4)} \left(\frac{1}{ik + R_4} - \frac{1}{ik + R_3} \right) + \\ &+ \frac{i2\delta_t k_a D_3}{A(R_3 - R_4)} \cdot \operatorname{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) (e^{R_3 \xi} - e^{R_4 \xi}); \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta &= \left(2k_s - \frac{2\omega_s v}{c^2} \right) \frac{c^2}{v^2 - c^2}; \\ \gamma &= \left(-\frac{\omega_s^2}{c^2} + k_s^2 \right) \frac{c^2}{v^2 - c^2}; \\ R_1 &= \frac{-i\theta}{2} + \frac{\sqrt{(i\theta)^2 - 4\gamma}}{2}; \\ R_2 &= \frac{-i\theta}{2} - \frac{\sqrt{(i\theta)^2 - 4\gamma}}{2}, \quad (21) \end{aligned}$$

где R_3, R_4 – комплексно-сопряженные R_1, R_2 соответственно.

Таким образом, в уравнениях (17) с учетом (19)–(21) описан вклад магнитной подсистемы $Y_1^{(2)}$ в генерацию продольной акустической волны $u_{l(1)}^{(2)}$.

Расчет вклада магнитной подсистемы, возбужденной акустическими волнами, в генерацию продольных акустических волн

Определим вклад магнитной подсистемы с учетом обратного влияния акустических волн (18) в генерацию продольной акустической волны. Для этого решим уравнение (17) при условии (10), (19):

$$\begin{aligned} &\left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_{l(1)}^{(2)} = \\ &= - \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{2 \operatorname{sh}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} \times \\ &\times \left(\left(\frac{\partial F(x - vt)}{\partial x} - ik_s F(x - vt) \right) \times \right. \\ &\quad \left. e^{i\omega_s t - ik_s x} + e^{-i\omega_s t + ik_s x} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{\partial F^*(x - vt)}{\partial x} + ik_s F^*(x - vt) \right) \right). \quad (22) \end{aligned}$$

Во взаимодействии акустических и магнитных подсистем участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - ikx}$, поэтому решение (22) определено методом медленно меняющихся амплитуд [15]:

$$\begin{aligned} u_{l(1)}^{(2)}(x, t) &= B(x - vt) e^{i\omega_a t - ik_a x} + \\ &+ B^*(x - vt) e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (23) \end{aligned}$$

Преобразуем (23) с учетом (13) к удобному для дальнейших вычислений выражению:

$$u_{l(1)}^{(2)}(x, t) = B(x - vt)e^{-ik(x-vt)}e^{-i\omega_s t + ik_s x} + B^*(x - vt)e^{ik(x-vt)}e^{i\omega_s t - ik_s x}. \quad (24)$$

Подставим функцию (24) в уравнение (22) и приравняем выражения при равных экспонентах $e^{i\omega_s t - ik_s x}$ и $e^{-i\omega_s t + ik_s x}$. Получим систему двух уравнений для неизвестных амплитуд $B(x - vt)$ и $B^*(x - vt)$. С учетом комплексно-сопряженности функции $B(x - vt)$ и $B^*(x - vt)$ была определена только $B(x - vt)$ из уравнения:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2 B(x - vt)}{\partial t^2} + i \frac{2\omega_a}{s_l^2} \frac{\partial B(x - vt)}{\partial t} - \\ & - \frac{\omega_a^2}{s_l^2} B(x - vt) - \frac{\partial^2 B(x - vt)}{\partial x^2} + \\ & + 2ik_a \frac{\partial B(x - vt)}{\partial x} + k_a^2 B(x - vt) = \\ & = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{2\text{sh}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} e^{ik(x-vt)} \times \\ & \times \left(\frac{\partial F^*(x - vt)}{\partial x} + ik_s F^*(x - vt) \right). \quad (25) \end{aligned}$$

Все функции в уравнении (25) зависят от $x - vt$, введем обозначение $\xi = x - vt$:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{v^2}{s_l^2} - 1 \right) \frac{d^2 B(\xi)}{d\xi^2} - 2i\omega_a \left(\frac{v - s_l}{s_l^2} \right) \times \\ & \times \frac{dB(\xi)}{d\xi} = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{2\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} e^{ik\xi} \times \\ & \times \left(\frac{\partial F^*(\xi)}{\partial \xi} + ik_s F^*(\xi) \right). \quad (26) \end{aligned}$$

В (26) учтены законы дисперсии ДГ (13), из которых следует $-\frac{\omega_a^2}{s_l^2} + k_a^2 = 0$.

Из (20) найдем

$$\begin{aligned} & \frac{dF^*(\xi)}{d\xi} = (e^{R_3 \xi} - e^{R_4 \xi}) \times \\ & \times \left(H_1 \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + H_2 \frac{1}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) + \\ & + H_3 i k e^{ik\xi} + D_3 (R_3 e^{R_3 \xi} - R_4 e^{R_4 \xi}) \times \\ & \times \left(H_2 \text{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) - H_1 \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right); \\ & H_1 = \frac{i\delta_l k_a}{A(R_3 - R_4)}; H_2 = \frac{i\delta_t k_a}{A(R_3 - R_4)}; \\ & H_3 = \frac{i\delta_t k_a}{A(R_3 - R_4)} \times \\ & \times \left(\frac{1}{ik + R_4} - \frac{1}{ik + R_3} \right). \quad (27) \end{aligned}$$

Подставим (20), (27) в уравнение (26), получим

$$\begin{aligned} & \left(\frac{v^2}{s_l^2} - 1 \right) \frac{d^2 B(\xi)}{d\xi^2} - 2i\omega_a \left(\frac{v - s_l}{s_l^2} \right) \times \\ & \times \frac{dB(\xi)}{d\xi} = -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{2\text{sh}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} e^{ik\xi} \times \\ & \times \left[(e^{R_3 \xi} - e^{R_4 \xi}) \left(H_1 \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \right. \right. \\ & + H_2 \frac{1}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - H_1 D_3 i k_s \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \\ & + H_2 D_3 i k_s \text{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) \left. \right) + i H_3 (k + k_s) \times \\ & \times e^{ik\xi} + D_3 (R_3 e^{R_3 \xi} - R_4 e^{R_4 \xi}) \times \\ & \times \left(H_2 \text{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) - H_1 \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) \left. \right]. \quad (28) \end{aligned}$$

Решим уравнение (28) методом Лагранжа [22]:

$$B(\xi) = f_1(\xi)Z_1(\xi) + f_2(\xi)Z_2(\xi), \quad (29)$$

где $Z_1(\xi) = 1$; $Z_2(\xi) = e^{\frac{2i\omega_a\xi}{v+s_l}}$ – фундаментальная система решений однородного дифференциального уравнения, соответствующего (28), а неизвестные функции $f_1(\xi), f_2(\xi)$ в (29) удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} f_1'(\xi) + f_2'(\xi)e^{\frac{2i\omega_a\xi}{v+s_l}} &= 0; \quad (30) \\ f_2'(\xi)\frac{2i\omega_a}{v+s_l}e^{\frac{2i\omega_a\xi}{v+s_l}} &= -\frac{1}{v^2-s_l^2}\frac{\delta_l}{\rho}e^{ik\xi} \times \\ &\times \frac{2\text{sh}\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{x-vt}{D_3}\right)} \left((e^{R_3\xi} - e^{R_4\xi}) \times \right. \\ &\times \left(H_1 \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + H_2 \frac{1}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - \right. \\ &\left. \left. - \frac{iH_1D_3k_s}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + iH_2D_3k_s\text{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) \right) + \right. \\ &\left. + iH_3(k+k_s)e^{ik\xi} + D_3 \left(H_2\text{th}\left(\frac{\xi}{D_3}\right) - \right. \right. \\ &\left. \left. - H_1 \frac{1}{\text{ch}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) (R_3e^{R_3\xi} - R_4e^{R_4\xi}) \right). \quad (31) \end{aligned}$$

При определении решения системы уравнений (30)–(31) воспользовались таблицей интегралов [24]:

$$\begin{aligned} f_1(\xi) &= \frac{\delta_l(v+s_l)}{4\rho\omega_a^2(v-s_l)} [(R_3 - R_4) \times \\ &\times D_3^2 \left(H_2\text{arctge}^{\frac{\xi}{D_3}} - H_2 \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{2\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \right. \\ &\left. + H_1 \frac{1}{2\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) + H_3 \frac{k+k_s}{2k} e^{i2k\xi}]; \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_2(\xi) &= \frac{\delta_l(v+s_l)}{4\rho\omega_a^2(v-s_l)} [D_3^2(R_3 - R_4) \times \\ &\times \left(H_2\text{arctge}^{\frac{\xi}{D_3}} - H_2 \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{2\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \right. \\ &\left. + H_1 \frac{1}{2\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) + e^{(2ik - \frac{2i\omega_a}{v+s_l})\xi} \times \\ &\times H_3 D_3 \frac{ik + ik_s}{2ik - \frac{2i\omega_a}{v+s_l}}]. \quad (33) \end{aligned}$$

С учетом (21), (27) в (32), (33) введем переобозначения:

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{4\delta_l^2(v+s_l)k_a D_3^2}{\rho A \omega_a^2(v-s_l)}; \\ Q_2 &= \frac{4\delta_l \delta_t(v+s_l)k_a D_3^2}{\rho A \omega_a^2(v-s_l)}; \quad Q_3 = \\ &= \frac{2\delta_l \delta_t(v+s_l)(k+k_s)k_a(v^2-c^2)D_3}{\rho A \omega_a(v-s_l)(\omega_s+k_s)(\omega_a^2-k_a^2c^2)}. \quad (34) \end{aligned}$$

Подставим (32)–(34) в (29), получим амплитуду смещения продольной волны (23):

$$\begin{aligned} B(\xi) &= \left[Q_1 \frac{1}{2\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} + \right. \\ &+ Q_2 \left(2\text{arctge}^{\frac{\xi}{D_3}} - \frac{\text{sh}\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}{\text{ch}^2\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right) \left. \right] \times \\ &\times i \left(e^{\frac{2i\omega_a\xi}{v+s_l}} - 1 \right) + Q_3 i e^{i2k\xi}. \quad (35) \end{aligned}$$

Из (34), (35) легко определить комплексно-сопряженную к $B(\xi)$ функцию $B^*(\xi)$. Следовательно, определено искомого решение $u_{l(1)}^{(2)}(x, t)$ (23).

Проведем расчет вклада магнитной подсистемы в генерацию продольной акустической волны с учетом обратного влияния акустических волн при отсутствии

поглощения и без внешнего магнитного поля ($\alpha M = 0$, $mH = 0$).

Вклад магнитной подсистемы в генерацию продольной акустической волны $u_{l(1)}^{(2)}(x, t)$ (23) определяется ее амплитудой $B_1(\xi)$ (35). Используя данные значений параметров к (1)–(3) и формулы (21), (27), (34), выполним расчет параметров амплитуды смещения продольной акустической волны согласно (35):

$$B(\xi) = 1,6 \cdot 10^{-12} \left[\left(\frac{\text{sh}(10^8 \xi)}{2\text{ch}^2(10^8 \xi)} - \text{arctge}^{10^8 \xi} - \frac{1}{4\text{ch}^2(10^8 \xi)} \right) \times \right. \\ \left. \times \sin(0,7 \cdot 10^8 \xi) - 0,37 \sin(4 \cdot 10^8 \xi) \right) + \\ + 1,6 \cdot 10^{-12} i \left[\left(\frac{\text{sh}(10^8 \xi)}{2\text{ch}^2(10^8 \xi)} - \text{arctge}^{10^8 \xi} - \frac{1}{4\text{ch}^2(10^8 \xi)} \right) \times \right. \\ \left. \times (\cos(0,7 \cdot 10^8 \xi) - 1) + 0,37 \cos(4 \cdot 10^8 \xi) \right]. \quad (36)$$

Функции, входящие в формулу (36), абсолютно ограничены числом и не больше π . Тогда из (36) следует, что максимальное, абсолютное смещение амплитуды продольной волны может достигать порядка 10^{-12} м.

Аналогичные результаты были получены в [25] при исследовании вклада магнитной подсистемы, возбужденной движущейся ДГ в ортоферрите иттрия в присутствии поглощения и внешнего магнитного поля ($mH \neq 0$, $\alpha M \neq 0$), но без учета обратного влияния акустической подсистемы на магнитную. В этом случае влияние магнитной подсистемы на смещение продольной акустической волны уменьшается до порядка 10^{-14} м при скоростях движения ДГ, далеких от звуко-

вых. Но при скорости движения ДГ, близкой к звуковой в пределах $1,3 \leq |v - s_l| \leq 12,8$, вклад возрастает вплоть до максимального порядка 10^{-8} м.

Выводы

В настоящей работе получено явное решение смещения продольной акустической волны, генерируемой магнитной подсистемой, возбужденной акустическими волнами в YFeO_3 внутри движущейся ДГ без учета поглощения и внешнего магнитного поля (23), (34), (35). Используя явное решение, установлено (36), что магнитная подсистема при условии ($mH = 0$, $\alpha M = 0$), на которую оказывают обратное влияние акустические волны, генерирует продольные акустические волны, максимальный размер амплитуды смещения которых может достигать порядка 10^{-12} м при движении ДГ со скоростью v (порядок 10^4 м/с), далекой от продольной звуковой скорости s_l (порядок 10^3 м/с) (см. значения параметров к (1)–(3)). Из формул (34), (35) следует, что если скорость движения ДГ в ортоферрите иттрия близка к звуковой скорости (лежит в пределах $0,08 \leq |v - s_l| \leq 0,7$), то наибольшее смещение продольной волны составит порядка 10^{-8} м. Это становится соизмеримо с толщиной ДГ (10^{-8} м).

Таким образом, от скорости движения ДГ в YFeO_3 зависит как величина вклада магнитной подсистемы в генерацию акустических волн, так и обратное влияние акустической подсистемы на магнитную за счет поглощения и внешнего магнитного поля. Это явление можно использовать для измерений параметров гиперзвуковых волн (до 10^{12} Гц) оптическими методами.

Список литературы

1. 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.

2. 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.
3. 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.
4. Complex structural-ferroelectric domain walls in thin films of hexagonal orthoferrites $RFeO_3$ ($R=Lu, Er$) / V.V. Roddatis, A.R. Akbashev, S. Lopatin, A.R. Kaul // *Applied Physics Letters*. 2013. Vol. 103, no. 11. P. 112907.
5. Гареева З.В., Филиппова В.В., Звездин А.К. Мультиферроидальные материалы для устройств спинтроники // *Физика твердого тела*. 2024. Т. 66, вып. 8. С. 1251-1257.
6. Shapaeva T.B. Investigation of domain wall dynamics in transparent ferromagnets using high-speed photography // *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. Vol. 79, no. 6. P. 813-838.
7. Magneto-optical diffraction of visible light as probe of nanoscale displacement of domain walls at femtosecond timescales / A. Dolgikh, T.B. Shapaeva, K.T. Yamada, M.V. Loginov, T.H. Rasing, A.V. Kimel // *Review Scientific Instruments*. 2023. Vol. 94, no. 10. P. 103001(7).
8. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро- и антиферромагнетиках // *Успехи физических наук*. 1983. Т. 140, вып. 3. С. 429–462.
9. 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.
10. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory / ed. by V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Berlin: Springer, 1994. Vol. 129. 181 p.
11. Ким П.Д., Хван Д.Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // *Физика твердого тела*. 1982. Т. 24, вып. 8. С. 2300–2304.
12. Барьяхтар И.В., Иванов Б.А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике. Киев: ИТФ АН УССР, 1983. 28 с.
13. Звездин А.К., Попков А.Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границе // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 1984. Т. 39, вып. 8. С. 348–351.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. 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.
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. 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.

20. 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.
21. Жуков Е.А. Возбуждение магнитоупругих волн одиночной доменной границей в пластинах ортоферритов // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2007. № 4 (7). С. 61-72.
22. Филиппов А.Ф. Введение в теорию дифференциальных уравнений. Изд. 2-е, испр. М.: КомКнига, 2007. 240 с.
23. 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 ТОГУ. 2012. № 3 (26). С. 17-27.
24. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1978. 224 с.
25. Влияние магнитных волновых колебаний намагниченности в движущейся доменной границе в ортоферрите иттрия на генерацию поперечных акустических волн / Е.А. Жуков, В.И. Жукова, А.П. Кузьменко, А.С. Сизов // Известия Юго-Западного государственного университета. Серия: Техника и технологии. 2025. Т. 15, № 2. С. 89-101.

References

1. You C.Y. Concept of the field-driven domain wall motion memory. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2009;321(7):888-890.
2. Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C., Atkinson D., Petit D., Cowburn R.P. Magnetic domain-wall logic. *Science*. 2005;309(5741):1688-1692.
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;106(2):164-172.
4. Roddatis V.V., Akbashev A.R., Lopatin S., Kaul A.R. Complex structural-ferroelectric domain walls in thin films of hexagonal orthoferrites RFeO₃ (R=Lu, Er). *Applied Physics Letters*. 2013;103(11):112907.
5. Gareeva Z.V., Filippova V.V., Zvezdin A.K. Mul'tiferroidal'nye materialy dlya ustroystv spintroniki. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*. 2024;66(8):1251-1257.
6. Shapaeva T.B. Investigation of domain wall dynamics in transparent ferromagnets using high-speed photography. *Moscow University Physics Bulletin*. 2024;79(6):813-838. (In Russ.)
7. Dolgikh A., Shapaeva T.B., Yamada K.T., Loginov M.V., Rasing T. H., Kimel A.V. Magneto-optical diffraction of visible light as probe of nanoscale displacement of domain walls at femtosecond timescales. *Review Scientific Instruments*. 2023;94(10):103001(7).
8. Turov E.A., Shavrov V.G. Broken symmetry and magnetoacoustic effects in ferro- and antiferromagnets. *Uspekhi fizicheskikh nauk = Physics-Uspekhi*. 1983;140(3):429-462. (In Russ.)
9. Zvezdin A.K., Mukhin A.A. Magnetoelastic solitary waves and supersonic dynamics of domain walls. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1992;102(2):577-599. (In Russ.)
10. Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N., eds. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory. Berlin: Springer; 1994. 181 p.
11. Kim P.D., Khvan D.Ch. Forced oscillations of the domain wall at high frequencies. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*. 1982;24(8):2300-2304. (In Russ.)

12. Bar'yakhtar I.V., Ivanov B.A. Dynamic braking of the domain boundary in a weak ferromagnet. Kiev: ITF AN USSR, 1983. 28 p. (In Russ.)
13. Zvezdin A.K., Popkov A.F. Propagation of spin waves in a moving domain boundary. *Pis'ma v Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 1984;39(8):348-351. (In Russ.)
14. 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 Technology*. 2023;13(4):54-65. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2023-13-4-54-65>.
15. Zhukov E.A., Zhukova V.I., Kuz'menko 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 Technology*. 2023;13(4):54-65. (In Russ.)
16. Zhukov E.A., Kuz'menko A.P., Shcherbakov Yu.I. Braking of a moving. *Fizika tverdogo tela = Physics of the Solid State*. 2008;50(6):1033-1036. (In Russ.)
17. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Li Ts. Resonant excitation of magnetoelastic oscillations in orthoferrites by a single domain boundary. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*. 2005;(1):9-24. (In Russ.)
18. Zhukov E.A., Adamova M.E., Zhukova V.I., Kuz'menko A.P. Mechanisms of lamb wave generation by domain wall in a plate of weak ferromagnetic. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technology*. 2021;11(4):123-136. (In Russ.)
19. Zhukov E.A., Zhukova V.I. Calculations of the Interaction of magnetic and longitudinal acoustic waves with the participation of a domain wall in yttrium orthoferrites. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*. 2021;(4):55-64. (In Russ.)
20. Zhukov E.A., Zhukova V.I. Contribution of the acoustic subsystem to the generation of magnetic waves during domain wall motion in yttrium orthoferrite. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University* 2023;(3):31-40. (In Russ.)
21. Zhukov E.A. Excitation of magnetoelastic waves by a single domain boundary in orthoferrite plates. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*. 2007;(4):61-72. (In Russ.)
22. Filippov A.F. Introduction to the Theory of Differential Equations. Ed. 2nd. Moscow: KomKniga, 2007. 240 p. (In Russ.)
23. Zhukov E.A., Zhukova V.I., Kaminskiy A.V., Korchevskiy V.V., Rimlyand V.I. Method of generation, amplification and measurement of hypersonic waves in magnetic crystals. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*. 2012;(3):17-27. (In Russ.)
24. Dvayt G.B. Tables of integrals and other mathematical formulas. Moscow: Nauka; 1978. 224 p. (In Russ.)
25. Zhukov E.A., Zhukova V.I., Kuzmenko A.P., Sizov A.S. Influence of magnetic wave oscillations of magnetization in a moving domain wall in yttrium orthoferrite on the generation of transverse acoustic waves. *Izvestiya Yugo-Zapadnogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Tekhnika i tekhnologii = Proceedings of the Southwest State University. Series: Engineering and Technology*. 2025;15(2):89-101. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-2-89-101>.

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 (Physics and Mathematics), 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, ORCID: 0009-0001-9224-9123

Valentina I. Zhukova, Candidate of Sciences (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Higher Mathematics, Far Eastern State University of Railway Engineering, Khabarovsk, Russian Federation, e-mail: v-i-zhukova@yandex.ru, ORCID: 0009-0001-9224-9123

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