

УДК 537.634, 538.955

<https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-2-89-101>



Влияние магнитных волновых колебаний намагниченности в движущейся доменной границе в ортоферрите иттрия на генерацию поперечных акустических волн

Е.А. Жуков¹, В.И. Жукова², А.П. Кузьменко^{3✉}, А.С. Сизов^{3,4}

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

⁴ Курский государственный университет
ул. Радищева, д. 33, г. Курск 305000, Российская Федерация

✉ e-mail: apk3527@mail.ru

Резюме

Целью исследования в данной работе является учет влияния магнитных волновых колебаний намагниченности, генерируемых в движущейся доменной границе в магнитном поле в ортоферрите иттрия, на поперечную звуковую волну.

Методы. Решения волновых уравнений, описывающих влияние колебаний намагниченности в движущейся доменной границе и поперечной акустической волны, методами: медленно меняющихся амплитуд, теории возмущений и Лагранжа.

Результаты. Аналитически описано влияние магнитных волновых колебаний намагниченности, сопровождающих движущуюся доменную границу, с учетом и без учета их поглощения в магнитном поле, на поперечную акустическую волну, возбуждаемую в пластинчатом образце ортоферрита иттрия. С учетом кристаллических и магнитных свойств ортоферрита иттрия ($YFeO_3$) при движении в нем доменной границы получены оценки вкладов воздействия магнитных волновых колебаний намагниченности в смещения поперечных звуковых волн. Без учета поглощения в магнитном поле вклад составляет порядок 10^{-7} м, это сопоставимо с теоретической толщиной доменной границы $D_3 \approx 10^{-8}$ м, а с учетом поглощения имеет порядок 10^{-14} м.

Заключение. Для разработки логических и запоминающих устройств, действие которых основано на перемагничивании за счет движения доменных границ с околосветовыми скоростями, исследованы механизмы влияния магнитных волновых колебаний намагниченности на возбуждаемые поперечные акустические волны в пластинке $YFeO_3$. Такое взаимодействие может существенно повлиять на качество и безошибочность обработки информации. Полученные оценки вкладов этих взаимодействий важны для создания элементной базы устройств обработки и записи информации с магнитной памятью на основе слабых ферромагнетиков.

Ключевые слова: доменная граница; магнитные волновые колебания намагниченности; акустические волны; ортоферрит иттрия.

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

Для цитирования: 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. <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-2-89-101>.

Поступила в редакцию 25.04.2025

Подписана в печать 04.06.2025

Опубликована 30.06.2025

Influence of magnetic wave oscillations of magnetization in a moving domain wall in yttrium orthoferrite on the generation of transverse acoustic waves

Evgeny A. Zhukov¹, Valentina I. Zhukova², Aleksander P. Kuzmenko³,
Alexander S. Sizov^{3,4}

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

⁴ Kursk State University
33 Radisheva Str., Kursk 305000, Russian Federation

✉ e-mail: apk3527@mail.ru

Abstract

The purpose of the study in this paper is to take into account the influence of magnetic wave oscillations of magnetization generated in a moving domain wall in a magnetic field in yttrium orthoferrite on a transverse sound wave.

Methods. Solutions of wave equations describing the influence of magnetization oscillations in a moving domain wall and a transverse acoustic wave using the methods of slowly varying amplitudes, perturbation theory and Lagrange.

Results. The influence of magnetic wave oscillations of magnetization accompanying a moving domain boundary, with and without taking into account their absorption in a magnetic field, on a transverse acoustic wave excited in a plate sample of yttrium orthoferrite ($YFeO_3$) during the movement of a domain boundary in it, estimates are obtained for the contributions of the effect of magnetic wave oscillations of magnetization to the displacements of transverse sound waves. Without taking into account absorption in a magnetic field, the contribution is of the order of 10^{-7} m, which is comparable with the theoretical thickness of the domain boundary $D_3 \approx 10^{-8}$ m, and taking into account absorption, it is of the order of 10^{-14} m.

Conclusion. To develop logical and memory devices whose operation is based on magnetization reversal due to the movement of domain walls at transonic speeds, the mechanisms of the influence of magnetic wave oscillations of magnetization on excited transverse acoustic waves in a $YFeO_3$ plate were studied. Such interaction can significantly affect the quality and accuracy of information processing. The obtained estimates of the contributions of these interactions are important for creating the element base of devices for processing and recording information with magnetic memory based on weak ferromagnets.

Keywords: domain wall; magnetic wave oscillations of magnetization; acoustic waves; 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., 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 Technologies*. 2025;15(2):89–101. (In Russ.) <https://doi.org/10.21869/2223-1528-2025-15-2-89-101>.

Received 25.04.2025

Accepted 04.06.2025

Published 30.06.2025

Введение

Одним из краеугольных требований в информационных технологиях является скорость обработки информации. В современных устройствах обработки информации элементной базой являются магнитные материалы [1]. В них быстродействие записи информации определяется скоростью перемагничивания. Имеется значительный класс магнетиков, обладающих слабоферромагнитным (СФМ) упорядочением, в которых основным механизмом перемагничивания является строго контролируемая скорость движения доменной границы (ДГ) с рекордно большой величиной до $2 \cdot 10^4$ м/с, что делает перспективным их применение при создании быстродействующих устройств обработки информации [2]. В этом ряду особое положение занимает СФМ типа ортоферрит иттрия, обладающий большими полями анизотропии и незначительными полями размагничивания, а также уникальными магнитооптическими свойствами [3]. Указанная скорость движения ДГ в этом магнетике практически в 5 раз превышает скорость поперечного звука, что создает условия для формирования ударно-волновых взаимодействий на основе явления упругоиндуцированного перемагничивания с быстродействием до 70 фс как в акустической, так и в магнитной подсистемах и построения акустооптических устройств, в которых обработка информации может осуществляться совместным использованием оптического излучения с управляемой акустической модуляцией [4].

Существенные ожидания перспектив дальнейшего развития работ по изучению процессов перемагничивания в ортофер-

ритах связаны с открытием в них метастабильных гексагональных модификаций h - RFeO_3 , которые объединены в многослойные тригональные пирамиды [5]. Наличие сразу нескольких физических свойств в этих материалах вполне оправданно позволило их отнести к так называемым мультиферроикам, на основе которых ожидается создание реально действующих устройств спинтроники [6]. Этому вполне могут способствовать развитие и совершенствование методов и методик исследования процессов перемагничивания в реально-временном масштабе [7], включая смещения ДГ, вызванные возбуждением 100 фс импульсной накачкой в оптическом диапазоне [8].

Основы магнитоакустических эффектов в ферро- и антиферромагнетиках, в том числе в ортоферритах, заложены в работах Е.А. Турова и В.Г. Шаврова [9]. В работе А.К. Звездина и А.А. Мухина [10] описаны магнитоупругие уединенные волны, вызванные сверхзвуковой динамикой ДГ, которая описана как солитоноподобный объект [11], в том числе при колебаниях в высокочастотных полях [12]. Расчеты торможения ДГ в ортоферрите иттрия выполнены в [13] и распространения спиновых волн в самой ДГ в [14], которые были изучены экспериментально, к примеру, в [15], с оценками амплитуды фоновых смещений [16] при приближении к звуковым скоростям движения в нем. Показано [17], что в таких условиях за счет роста магнитоупругой связи и при торможении ДГ происходит генерация магнитных волновых колебаний намагниченности («магнитных» волн) и акустических волн [18], установлены и описаны механизмы генерации волн Лэмба в пла-

стинчатых образцах YFeO_3 [19] и проведены расчеты возбуждения продольных волн ДГ [20].

В данной работе изучается влияние «магнитных» волн в ортоферрите иттрия, генерируемой движущейся ДГ в постоянном магнитном поле на околосвуковой скорости, на поперечную акустическую волну с учетом ее затухания и получена теоретическая оценка амплитуды смещения такой волны.

Материалы и методы

Для исследований влияния «магнитных» волн, сопровождающих движущуюся ДГ, на поперечную звуковую волну был взят YFeO_3 . Кристаллографические особенности [7] этого СФМ обуславливают, во-первых, аномально сильное обменное взаимодействие, благодаря которому скорость движения ДГ в магнитных полях достигает наибольшей известной на сегодня величины, а во-вторых, существенно усиливающей магнитоупругую связь [6]. В решении динамических уравнений, описывающих взаимодействие магнитных и поперечных акустических волн, использованы методы: медленно меняющихся амплитуд, теории возмущений и Лагранжа. Амплитуда возбуждаемой поперечной акустической волны рассчитывалась с помощью численных методов с использованием известных из экспериментов параметров.

Результаты и их обсуждение

Взаимодействие магнитных волновых колебаний намагниченности и звуковых волн описывается системой динамических уравнений [21]:

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

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

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

где переменные $u_l(x, t)$ и $u_t(x, t)$ – смещения относительно оси x соответственно продольных и поперечных акустических волн; $\vartheta(x, t)$ – угол антиферромагнитного вектора в плоскости xz , изменяется от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ относительно нормали плоскости ДГ; t – время; A – постоянная обменной энергии; b_3 – константа анизотропии; ρ – плотность; $\delta_{l,t}$ – магнитоакустические константы; $s_{l,t}$ – скорость объемных продольных и поперечных звуковых волн; α – коэффициент поглощения магнитных волн; g – гиромангнитное отношение; M – амплитуда магнитного момента элементарной кристаллической решетки; m – нормированный вектор намагниченности; H – амплитуда внешнего магнитного поля; c – предельная скорость ДГ. Уравнение (1) задает угол вектора «магнитной» волны. Первое слагаемое в левой части определяет угол в свободном пространстве, второе – учитывает возмущение, вызванное движением ДГ. В правой части учитывается поглощение, внешнее магнитное поле и влияние акустических волн. Уравнения (2) и (3) определяют смещения продольной и поперечной акустических волн соответственно. В правой части этих уравнений учитывается магнитоакустическое взаимодействие [22].

Отметим, что если в [18] нами было изучено влияние «магнитных» волн на продольные звуковые волны при движении ДГ в YFeO_3 в присутствии поглощения и в отсутствие магнитного поля ($mH = 0$ и $\alpha M \neq 0$) (1)–(2), то в настоящей статье рассматривается влияние «магнитных» волн в присутствии поглощения в магнитном поле ($mH \neq 0$ и $\alpha M \neq 0$) на поперечные звуковые волны при движении ДГ в ортоферрите иттрия (1), (3).

Рассмотрим систему двух динамических уравнений (1), (3). Будем полагать, что звуковые волны не оказывают влияния на «магнитные» волны, поэтому исключим в уравнении (1) малую добавку:

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

С учетом (4) уравнение (1) примет вид

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \vartheta + \frac{b_3}{2A} \sin 2\vartheta = \frac{mH}{A} \sin \vartheta + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial \vartheta}{\partial t}. \quad (5)$$

При условии $mH = 0$ решение (5) получено в работе [21]. Поэтому по аналогии решение уравнения (5) для $mH \neq 0$ определим в виде

$$\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1, \quad \vartheta_1 \ll \vartheta_0, \quad (6)$$

где

$$\vartheta_0(x, t) = -2 \operatorname{arctg} \left(e^{\frac{x-vt}{D_3}} \right) \quad (7)$$

и является решением уравнения

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \vartheta_0(x, t) + \frac{b_3}{2A} \sin 2\vartheta_0(x, t) = 0. \quad (8)$$

В (6)–(8) v – скорость ДГ, ϑ_0 описывает намагниченность движущейся ДГ без учета взаимодействия с «магнитных» волн, а ϑ_1 – угол «магнитных» волн генерируемой ДГ, причем $\vartheta_1 \ll \vartheta_0$, т. к. правая часть уравнения (5) очень мала [11].

При условии $\vartheta_1 \ll \vartheta_0$ уравнение (5) сводится к линейному [23], тогда ϑ_1 , с учетом (6) и (8), есть решение уравнения

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) \vartheta_1 = \frac{mH}{A} \sin(\vartheta_0) + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial(\vartheta_0 + \vartheta_1)}{\partial t}. \quad (9)$$

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

$$\vartheta_1 = \vartheta_1^{(0)} + \vartheta_1^{(1)}; \quad (10)$$

$\vartheta_1^{(0)} = \vartheta_1^{(0)}(x, t)$ – нулевое приближение, удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial}{\partial t}\right) \vartheta_1^{(0)}(x, t) = 0, \quad (11)$$

$$\vartheta_1^{(0)}(x, t) = (e^{r_1 \xi} + e^{r_2 \xi}) e^{i\omega_s t - ik_s x} + (e^{r_3 \xi} + e^{r_4 \xi}) e^{-i\omega_s t + ik_s x}; \quad (12)$$

$$r_{1,2} = \frac{-(B_1 + iB_2)}{2} \pm \frac{\sqrt{(B_1 + iB_2)^2 - 4(B_3 + iB_4)}}{2};$$

$$B_1 = \frac{c^2}{(v^2 - c^2)} \frac{\alpha M v}{gA};$$

$$B_2 = \frac{c^2}{(v^2 - c^2)} \left(2k_s - \frac{2\omega_s v}{c^2} \right);$$

$$B_3 = \frac{c^2}{v^2 - c^2} \left(-\frac{\omega_s^2}{c^2} + k_s^2 \right);$$

$$B_4 = -\frac{c^2}{v^2 - c^2} \frac{\alpha M \omega_s}{gA}. \quad (13)$$

В (12) r_3, r_4 комплексно-сопряженные r_1, r_2 соответственно.

Тогда с учетом (9)–(11) $\vartheta_1^{(1)} = \vartheta_1^{(1)}(x, t)$ является решением уравнения

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial}{\partial t}\right) \vartheta_1^{(1)} = \frac{mH}{A} \sin \vartheta_0 + \frac{\alpha M}{gA} \frac{\partial(\vartheta_0)}{\partial t},$$

$$\vartheta_1^{(1)} = N_1 N_2 2D_3 \operatorname{arctg} \left(e^{\frac{x-vt}{D_3}} \right) - N_1 N_2^2; \quad (14)$$

$$N_1 = \frac{mH}{A} + \frac{\alpha M v}{gAD_3};$$

$$N_2 = \frac{gA(v^2 - c^2)}{v\alpha M c^2}. \quad (15)$$

В (12), (13) учитываются законы дисперсии для звуковых волн, магнитных волновых колебаний намагниченности и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ [20]:

$$\omega = \omega_s + \omega_a; \quad \omega_s = \sqrt{\frac{b_3 c^2}{A} + c^2 k_s^2};$$

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

где ω , ω_s , ω_a , k , k_s , k_a – частоты и волновые числа напряжений ДГ, магнитных волновых колебаний намагниченности и звуковых волн соответственно.

В (12)–(15) решение $\vartheta_1^{(1)}$ получено с учетом присутствия поглощения магнитных волновых колебаний намагниченности ($\alpha M \neq 0$) и внешнего постоянного магнитного поля ($mH \neq 0$), а $\vartheta_1^{(0)}$ с учетом присутствия поглощения ($\alpha M \neq 0$) и в отсутствие магнитного поля ($mH = 0$).

Расчет вклада магнитной подсистемы в присутствии магнитного поля в генерацию поперечной акустической волны

Влияние «магнитных» волн при условии $mH \neq 0$ и $\alpha M \neq 0$ на генерацию поперечной акустической волны определяется решением уравнения (3) с учетом решения уравнения (1), которое представлено формулами (6), (10), (12), (14). При этом необходимые параметры ДГ определяются из (7):

$$\begin{aligned} \sin \vartheta_0 &= \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - \sigma t}{D_3}\right)}; \\ \frac{\partial \vartheta_0}{\partial t} &= \frac{v}{D_3 \operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}; \\ \cos 2\vartheta_0 &= 1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Уравнение (3), как и уравнение (1) при условии (6), сводится к линейному [21] и с учетом (17) приводится к виду

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_t &= -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(-\frac{1}{D_3}\right) \times \\ &\times \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} \left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}\right) - \\ &- \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial \vartheta_1}{\partial x} \left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Линейное уравнение (18) будем решать методом теории возмущений [18]. Решение ищем в виде

$$u_t = u_t^{(0)} + u_t^{(1)}, \quad (19)$$

где $u_t^{(0)}$ нулевое приближение

$$u_t^{(0)} = e^{i\omega_a t - ik_a x}, \quad (20)$$

является решением уравнения

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_t^{(0)} = 0.$$

В силу линейности уравнения (18) первое приближение $u_t^{(1)}$ в (19) ищем в виде

$$u_t^{(1)} = u_{t(0)}^{(1)} + u_{t(1)}^{(1)}. \quad (21)$$

Для этого, используя формулу (10), разобьем правую часть уравнения (18) на два слагаемых и представим $u_{t(0)}^{(1)}$, $u_{t(1)}^{(1)}$ решениями уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{t(1)}^{(1)} &= -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(-\frac{1}{D_3}\right) \times \\ &\times \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} \left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}\right) - \\ &- \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial \vartheta_1^{(1)}}{\partial x} \left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}\right); \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) u_{t(0)}^{(1)} &= \\ &- \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \frac{\partial \vartheta_1^{(0)}}{\partial x} \left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}\right); \end{aligned} \quad (23)$$

$$\frac{\partial \vartheta_1^{(1)}}{\partial x} = N_1 N_2 \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)}; \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta_1^{(0)}}{\partial x} &= \left((r_1 - ik_s) e^{r_1(x-vt)} + \right. \\ &+ (r_2 - ik_s) e^{r_2(x-vt)} \Big) e^{i\omega_s t - ik_s x} + \\ &+ \left((r_3 + ik_s) e^{r_3(x-vt)} + \right. \\ &+ (r_4 + ik_s) e^{r_4(x-vt)} \Big) e^{-i\omega_s t + ik_s x}. \end{aligned} \quad (25)$$

Найдем решение $u_{t(1)}^{(1)}$ из уравнений (22), (24).

Очевидно, что решение уравнений (22), (24) есть функция от $(x - vt)$:

$$u_{t(1)}^{(1)} = u_{t(1)}^{(1)}(x - vt).$$

Обозначим $\xi = x - vt$ и определим

$$\frac{\partial^2 u_{t(1)}^{(1)}(x - vt)}{\partial t^2} = v^2 \frac{d^2 u_{t(1)}^{(1)}(\xi)}{d\xi^2};$$

$$\frac{\partial^2 u_{t(1)}^{(1)}(x - vt)}{\partial x^2} = \frac{d^2 u_{t(1)}^{(1)}(\xi)}{d\xi^2}. \quad (26)$$

С учетом (26) уравнения (22), (24) примут вид

$$\frac{d^2 u_{t(1)}^{(1)}(\xi)}{d\xi^2} = \left(\frac{1}{D_3} - N_1 N_2 \right) \times$$

$$\times \frac{\delta_t}{\rho(v^2 - s_t^2)} \left(\frac{1}{ch\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} - \frac{2}{ch^3\left(\frac{\xi}{D_3}\right)} \right). \quad (27)$$

Чтобы найти $u_{t(1)}^{(1)}(\xi)$, проинтегрируем дважды равенство (27) (при интегрировании воспользуемся таблицей интегралов [24]).

Решение уравнения (27) имеет вид

$$u_{t(1)}^{(1)}(\xi) = \left(\frac{1}{D_3} - N_1 N_2 \right) \times$$

$$\times \frac{\delta_t}{\rho(v^2 - s_t^2)} \frac{D_3^2}{ch\left(\frac{\xi}{D_3}\right)}, \quad (28)$$

где $\xi = x - vt$.

Таким образом, в (28) определено первое слагаемое решения (21).

Уравнение (23) с учетом (25) задает второе решение $u_{t(0)}^{(1)}(x, t)$ из (21). Так как спектральная составляющая ДГ пропорциональна $\sim e^{i\omega t - ikx}$, то для решения этого уравнения применим метод медленно меняющихся амплитуд [18]:

$$u_{t(0)}^{(1)}(x, t) = L_1(x - vt)e^{i\omega_a t - ik_a x} +$$

$$+ L_1^*(x - vt)e^{-i\omega_a t + ik_a x}. \quad (29)$$

Для определения неизвестных $L_1(x - vt)$ и $L_1^*(x - vt)$ в (29) подставим решение $u_{t(0)}^{(1)}(x, t)$ в уравнения (23), (25), получим уравнение

$$\left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2 L_1(x - vt)}{\partial t^2} + \frac{1}{s_t^2} 2i\omega_a \times \right.$$

$$\times \frac{\partial L_1(x - vt)}{\partial t} - \frac{\omega_a^2}{s_t^2} L_1(x - vt) -$$

$$- \frac{\partial^2 L_1(x - vt)}{\partial x^2} + 2ik_a \frac{\partial L_1(x - vt)}{\partial x} +$$

$$+ k_a^2 L_1(x - vt) \Big) e^{i\omega_a t - ik_a x} +$$

$$+ \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2 L_1^*(x - vt)}{\partial t^2} - \frac{1}{s_t^2} 2i\omega_a \times \right.$$

$$\times \frac{\partial L_1^*(x - vt)}{\partial t} - \frac{\omega_a^2}{s_t^2} L_1^*(x - vt) -$$

$$- \frac{\partial^2 L_1^*(x - vt)}{\partial x^2} - 2ik_a \frac{\partial L_1^*(x - vt)}{\partial x} +$$

$$+ k_a^2 L_1^*(x - vt) \Big) e^{-i\omega_a t + ik_a x} =$$

$$= - \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2\left(\frac{x - vt}{D_3}\right)} \right) \times$$

$$\times \left((r_1 - ik_s) e^{r_1(x - vt)} + \right.$$

$$+ (r_2 - ik_s) e^{r_2(x - vt)} \Big) e^{i\omega_s t - ik_s x} +$$

$$+ \left((r_3 + ik_s) e^{r_3(x - vt)} + \right.$$

$$+ (r_4 + ik_s) e^{r_4(x - vt)} \Big) e^{-i\omega_s t + ik_s x}. \quad (30)$$

Учитывая законы дисперсии (16), преобразуем выражения в (30):

$$i\omega_s t - ik_s x =$$

$$= (ik_a x - i\omega_a t) - ik(x - vt);$$

$$ik_s x - i\omega_s t =$$

$$= ik(x - vt) + (i\omega_a t - ik_a x). \quad (31)$$

Тогда, используя равенства (31), приведем уравнение (30) к виду

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial x^2} + \frac{1}{s_t^2} \times \right. \\
& \times \left. 2i\omega_a \frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial t} + 2ik_a \frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial x} \right) \times \\
& \quad \times e^{i\omega_a t - ik_a x} + \\
& + \left(\frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2 L_1^*(x-vt)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 L_1^*(x-vt)}{\partial x^2} - \right. \\
& - \left. \frac{i2\omega_a}{s_t^2} \frac{\partial L_1^*(x-vt)}{\partial t} - 2ik_a \frac{\partial L_1^*(x-vt)}{\partial x} \right) \times \\
& \quad \times e^{-i\omega_a t + ik_a x} = \\
& = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)} \right) \times \\
& \quad \times \left((r_1 - ik_s) e^{(r_1 - ik)(x-vt)} + \right. \\
& + (r_2 - ik_s) e^{(r_2 - ik)(x-vt)} \left. \right) e^{-i\omega_a t + ik_a x} - \\
& - \frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)} \right) \times \\
& \quad \times \left((r_3 + ik_s) e^{(r_3 + ik)(x-vt)} + \right. \\
& + (r_4 + ik_s) e^{(r_4 + ik)(x-vt)} \left. \right) e^{i\omega_a t - ik_a x}.
\end{aligned}$$

Это уравнение имеет смысл, если равны выражения при равных экспонентах $e^{i\omega_a t - ik_a x}$ и $e^{-i\omega_a t + ik_a x}$. Из двух уравнений выберем одно, например, для $L_1(x-vt)$ (т. к. функции $L_1(x-vt)$ и $L_1^*(x-vt)$ комплексно-сопряженные):

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{s_t^2} \frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial x^2} + \\
& + \frac{1}{s_t^2} 2i\omega_a \frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial t} + \\
& + 2ik_a \frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial x} = \\
& = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2 \left(\frac{x-vt}{D_3} \right)} \right) \times \\
& \quad \times \left((r_3 + ik_s) e^{(r_3 + ik)(x-vt)} + \right. \\
& + (r_4 + ik_s) e^{(r_4 + ik)(x-vt)} \left. \right). \quad (32)
\end{aligned}$$

Обозначим $\xi = x - vt$, тогда

$$\frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 L_1(\xi)}{\partial \xi^2};$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial t} &= -v \frac{\partial L_1(\xi)}{\partial \xi}; \\
\frac{\partial^2 L_1(x-vt)}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 L_1(\xi)}{\partial \xi^2}; \\
\frac{\partial L_1(x-vt)}{\partial x} &= \frac{\partial L_1(\xi)}{\partial \xi}. \quad (33)
\end{aligned}$$

С учетом (33) уравнение (32) примет вид

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{v^2}{s_t^2} - 1 \right) \frac{\partial^2 L_1(\xi)}{\partial \xi^2} + \\
& + \left(\frac{-v}{s_t^2} 2i\omega_a + 2ik_a \right) \frac{\partial L_1(\xi)}{\partial \xi} = \\
& = -\frac{\delta_t}{\rho s_t^2} \left(1 - \frac{2}{ch^2 \left(\frac{\xi}{D_3} \right)} \right) \left((r_3 + ik_s) \times \right. \\
& \times e^{(r_3 + ik)\xi} + (r_4 + ik_s) e^{(r_4 + ik)\xi} \left. \right). \quad (34)
\end{aligned}$$

Решение уравнения (34) ищем методом вариации произвольных постоянных (метод Лагранжа) [25], получим

$$\begin{aligned}
L_1(\xi) &= \frac{i\delta_t(v+s_t)D_3}{\rho s_t^2 \omega_a} (r_3 + r_4 + 2ik_s) \times \\
& \times \left(\text{th} \left(\frac{\xi}{D_3} \right) \left(1 - e^{\left(\frac{2i\omega_a}{v+s_t} \right) \xi} \right) + \right. \\
& + \left. \frac{i}{kD_3} e^{(ik)\xi} + \frac{i(v+s_t)}{4D_3 \omega_a} \right). \quad (35)
\end{aligned}$$

Тогда сопряженная ей функция имеет вид

$$\begin{aligned}
L_1^*(\xi) &= \frac{i\delta_t(v+s_t)D_3}{\rho s_t^2 \omega_a} (2ik_s - r_1 - r_2) \times \\
& \times \left(\text{th} \left(\frac{\xi}{D_3} \right) \left(1 - e^{\left(\frac{-2i\omega_a}{v+s_t} \right) \xi} \right) - \right. \\
& - \left. \frac{i}{kD_3} e^{-(ik)\xi} - \frac{i(v+s_t)}{4D_3 \omega_a} \right). \quad (36)
\end{aligned}$$

В (35), (36) $\xi = x - vt$.

Для получения решения уравнения (23), подставим (35), (36) в (29).

Таким образом, формулы (16), (19)–(21), (28)–(29), (35)–(36) полностью определяют решение u_t (19) для уравнения (3).

По данным из [23] составим таблицу параметров уравнений (1), (3) (табл. 1).

Таблица 1. Значения параметров уравнений (1), (3)

Table 1. Values of the parameters of equations (1), (3)

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
M	450	ν	10^4	ω_s	$3 \cdot 10^{12}$
m	10^{-2}	b_3	$1,08 \cdot 10^6$	k_s	10^8
H	60	D_3	10^{-8}	k_a	10^8
A	$8,8 \cdot 10^{-1}$	g	$1,76 \cdot 10^{13}$	k	$2 \cdot 10^8$
c	$2 \cdot 10^4$	δ_t	$0,5 \cdot 10^{13}$	ρ	5
α	10^7	s_t	$4,2 \cdot 10^3$	ω_a	$7 \cdot 10^{11}$

Используя таблицу 1, выполним расчет двух составляющих решения уравнения (3): $u_{t(1)}^{(1)}$ (28), (16) и $u_{t(0)}^{(1)}$ (29), (35)–(36).

Вклад «магнитной» волны с учетом поглощения «магнитных» волн ($\alpha M \neq 0$) и без магнитного поля ($mH = 0$) в генерацию поперечной акустической волны $u_{t(1)}^{(1)}$ оценивается амплитудой $L_1(\xi)$ (35). Проведем ее расчет по данным таблицы 1, используя формулы (13) и (35):

$$L_1(\xi) = (-7 \cdot 10^{-14} + i19 \cdot 10^{-8}) \times \times (\text{th}(10^8\xi) - \text{th}(10^8\xi)\cos(10^8\xi) - -0,5\sin(2 \cdot 10^8\xi) + i(\text{th}(10^8\xi) \times \times \sin(10^8\xi) + 0,5\cos(2 \cdot 10^8\xi) + 0,5)).$$

Преобразуем это выражение, выделим действительную и мнимую части и отбросим слагаемые, порядок которых не больше 10^{-12} , получим

$$L_1(\xi) = -1,9 \cdot 10^{-7}(\text{th}(10^8\xi) \times \times \sin(10^8\xi) + 0,5\cos(2 \cdot 10^8\xi) + 0,5) + +i1,9 \cdot 10^{-7}(\text{th}(10^8\xi) - \text{th}(10^8\xi) \times \times \cos(10^8\xi) - 0,5\sin(2 \cdot 10^8\xi)). \quad (37)$$

Рассчитаем вклад «магнитных» волн, с учетом их поглощения ($\alpha M \neq 0$) внешним магнитным полем ($mH \neq 0$), в генерацию поперечной звуковой волны $u_{t(1)}^{(1)}$ (28) (используем таблицу 1 и формулы (15)):

$$u_{t(1)}^{(1)}(\xi) = 2,25 \cdot 10^{-14} \frac{1}{\text{ch}(10^8\xi)}. \quad (38)$$

Выводы

В работе аналитически получено решение уравнения для смещения поперечной звуковой волны, возбуждаемой магнитными волновыми колебаниями намагниченности, с учетом их поглощения в магнитном поле ($mH \neq 0, \alpha M \neq 0$) и в отсутствие обратного влияния звуковых волн. С использованием значений физических параметров, входящих в уравнения (1) и (3), выполнены расчеты, описывающие влияние «магнитных» волн на смещение поперечной акустической волны. Все функции в вычислениях (37) и (38) ограничены 1, что позволяет дать максимальную оценку этого влияния. Расчеты показывают, что составляющие (12) и (14) решения угла «магнитных» волн (10) вносят различный вклад в генерацию поперечной звуковой волны. Так «магнитная» волна в отсутствие поглощения и постоянного внешнего магнитного поля (12) вносит максимальный вклад в генерацию поперечной звуковой волны порядка 10^{-7} м (это сопоставимо с видимой толщиной ДГ: $D_3 \approx 10^{-8}$ м), а «магнитная» волна (14) с учетом поглощения и внешнего постоянного магнитного поля ($mH \neq 0, \alpha M \neq 0$) несет меньшую нагрузку на смещение поперечной акустической волны порядка 10^{-14} м. Аналогичные расчеты, выполненные ранее в работе для продольной акустической волны (при условии

$mH = 0$ и $\alpha M \neq 0$) дали смещение, составившее 10^{-12} м. Следовательно, даже незначительные возмущения правой части уравнения (9) магнитным полем $mH \neq 0$ уменьшают влияние «магнитных» волн на генерацию акустических волн.

Представленные данные могут быть использованы 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. Магнитооптический модулятор электромагнитного излучения на эффекте упругоиндуцированного перемагничивания: патент № 2266552 Российская Федерация / Кузьменко А.П., Жуков Е.А., Леоненко Н.А., Каминский А.В., Ли Цдзянхуа. № 2004109271/28; заявл. 29.03.2004; опубл. 20.12.2005, Бюл. № 35. 6 с.
5. 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.
6. 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.
7. 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.
8. Magneto-optical diffraction of visible light as a probe of nanoscale displacement of domain walls at femtosecond timescales / A. Dolgikh, T.B. Shapaeva, K.T. Yamada, M.V. Logunov, T.H. Rasing, A.V. Kimel // *Review Scientific Instruments*. 2023. Vol. 94, no. 10. P. 103001 (7).
9. 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.
10. 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.
11. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory / V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskii. Berlin: Springer, 1994. 181 p.
12. Ким П.Д., Хван Д.Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // *Физика твердого тела*. 1982. Т. 24, вып. 8. С. 2300–2304.
13. Барьяхтар И.В., Иванов Б.А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике. Киев: ИТФ АН УССР, 1983. 28 с.
14. Звездин А.К., Попков А.Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границе // *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 39, вып. 8. С. 348–351.
15. 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. Kaminskii // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. Vol. 310, no. 2, pt. 2. P. 1610-1612.
16. 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.

17. 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.

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. Возбуждение магнитоупругих волн одиночной доменной границей в пластине ортоферритов // Вестник Тихоокеанского государственного университета. 2007. № 4 (7). С. 61–72.

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., 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.

22. 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.

23. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1978. 224 с.

24. Филиппов А.Ф. Введение в теорию дифференциальных уравнений. Изд. 2-е. М.: КомКнига, 2007. 240 с.

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. Kuzmenko A.P., Zhukov E.A., Leonenko N.A., Kaminsky A.V., Li A.V. Magneto-optical modulator of electromagnetic radiation based on the effect of elastically induced magnetization reversal. Russian Federation patent 2266552. 29 March. 2004.

5. Roddatis V.V., Akbashev A.R., Lopatin S., Kaul A.R. Complex structural-ferroelectric domain walls in thin films of hexagonal orthoferrites $RFeO_3$ ($R = Lu, Er$). *Applied Physics Letters*. 2013;103(11):112907.

6. Gareeva Z.V., Filippova V.V., Zvezdin A.K. Multiferroic materials for spintronics devices. *Fizika tverdogo tela = Physics of Solid State*. 2024;66(8):1251-1257. (In Russ.)

7. Shapaeva T.B. Investigation of domain wall dynamics in transparent ferromagnets using high-speed photography. *Moscow University Physics Bulletin*. 2024;79(6):813-838.

8. Dolgikh A., Shapaeva T.B., Yamada K.T., Logunov M.V., Rasing T.H., Kimel A.V. Magneto-optical diffraction of visible light as a probe of nanoscale displacement of domain walls at femtosecond timescales. *Review Scientific Instruments*. 2023;94(10):103001(7).

9. 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.)
10. 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.)
11. Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N. Dynamics of topological magnetic solitons. Experiment and theory. Berlin: Springer; 1994. Vol. 129. 181 p.
12. Kim P.D., Hwang D.C. Forced oscillations of a domain wall at high frequencies. *Fizika tverdogo tela = Physics of the solid state*. 1982;24(8):2300-2304. (In Russ.)
13. Bar'yakhtar I.V., Ivanov B. A. Dynamic braking of a domain wall in a weak ferromagnet. Kyiv: ITF AN UkrSSR; 1983. 28 p. (In Russ.)
14. Zvezdin A.K., Popkov A.F. Spin wave propagation in a moving domain wall. *Pis'ma v ZhETF = JETP Letters*. 1984;39(8):348-351. (In Russ.)
15. Kuz'menko A.P., Zhukov E.A., Dobromyslov M.B., Kaminskii A.V. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials = Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007;310(2-2):1610-1612.
16. 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.)
17. Zhukov E.A., Kuzmenko A.P., Shcherbakov Yu.I. Braking of a moving domain wall in weak ferromagnets. *Fizika tverdogo tela = Solid State Physics*. 2008;50(6):1033-1036. (In Russ.)
18. Zhukov E.A., Adamova M.E., Zhukova V.I., Kuzmenko A.P. Mechanisms of Lamb wave generation by a domain wall in a weak ferromagnet plate. *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. Excitation of magnetoelastic waves by a single domain wall in orthoferrite plates. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of Pacific National University*. 2007;4(7):61-72. (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(70):31-40. (In Russ.)
21. Zhukov E.A., Zhukova V.I. Calculations of the interaction of magnetic and longitudinal acoustic waves with the participation of a domain wall in orthoferrites. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific State University*. 2021;4(63):55-64. (In Russ.)
22. Zhukov E.A., Zhukova V.I., Kaminsky A.V., Korchevsky V.V., Rimlyand V.I. Method of generation, amplification, and measurement of parameters of hypersonic waves in magnetic crystals. *Vestnik Tikhookeanskogo gosudarstvennogo universiteta = Bulletin of the Pacific National University*. 2012;3(26):17-27. (In Russ.)
23. Dwight G.B. Tables of integrals and other mathematical formulas. Moscow: Nauka; 1978. 224 p. (In Russ.)
24. Filippov A.F. Introduction to the theory of differential equations. 2nd ed. Moscow: Komkniga; 2007. 240 p. (In Russ.)

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

Сизов Александр Семёнович, доктор технических наук, профессор кафедры информационных систем и технологий, Юго-Западный государственный университет; помощник проректора по научно-исследовательской работе и международным связям, Курский государственный университет, г. Курск, Российская Федерация, e-mail: sizov@mail.ru, ORCID: 0000-0001-8110-9929

Alexander S. Sizov, Doctor of Sciences (Engineering), Professor of the Department Engineering Program, Southwest State University; Assistant Vice Rector for Research and International Relations, Kursk State University, Kursk, Russian Federation, e-mail: sizov@mail.ru, ORCID: 0000-0001-8110-9929