

05,07

Магнитоэлектрический эффект в области магнитоакустического резонанса в режиме толщинно-продольной моды в структуре ИЖГ/ниобат лития/кремний

© М.И. Бичурин, О.В. Соколов, И.Ю. Марков[✉]

Политехнический Институт, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия

[✉]E-mail: ivanmarckov02@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 сентября 2025 г.

В окончательной редакции 8 сентября 2025 г.

Принята к публикации 12 ноября 2025 г.

Выполнено теоретическое исследование магнитоэлектрического взаимодействия в слоистой структуре феррит–пьезоэлектрик–подложка в режиме частотного совпадения ферромагнитного резонанса в феррите и одной из мод электромеханического резонанса пьезоэлектрика. Представлены результаты расчета магнитоэлектрического коэффициента в области магнитоакустического резонанса в структуре ИЖГ/ниобат лития/кремний в режиме толщинно-продольной моды. На частоте резонанса 1.7 GHz магнитоэлектрический коэффициент равен 32 V/(cm · Oe). Полученные результаты могут быть использованы при постановке экспериментального исследования.

Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, электромеханический резонанс, ферромагнитный резонанс, магнитоакустический резонанс, иттрий-железистый гранат, ниобат лития, слоистая магнитоэлектрическая структура.

DOI: 10.61011/FTT.2025.11.62152.3k-25

1. Введение

В последние годы большое внимание в научной периодике уделяется теоретическим и прикладным исследованиям магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композиционных материалах, состоящих из магнитных и пьезоэлектрических компонентов [1,2]. Основные усилия исследователей в этой области были направлены на поиск путей увеличения МЭ эффекта с тем, чтобы перейти к практическим применениям. После перехода исследований МЭ композитов в область электромеханического резонанса (ЭМР) [3–5] и использования простой клеевой технологии удалось получить величину МЭ эффекта, достаточную для практических применений. В дополнение к исследованиям ЭМР в работе [6] было предложено изучить МЭ эффект в области магнитоакустического резонанса (МАР), который может реализоваться при совпадении частот ЭМР и ферромагнитного резонанса (ФМР) в монокристаллическом феррит-пьезоэлектрическом бислое. Оценки показали эффективную передачу энергии между фононами и спиновыми волнами в исследуемой структуре и существенное увеличение МЭ коэффициентов до величин 80–480 V/(cm · Oe) на частотах 5–10 GHz для ортогонально-намагниченных бислоев феррита никеля/цирконата титаната свинца (ЦТС) и иттрий-железистого граната (ИЖГ)/ЦТС. В связи со сложностью совмещения частот ЭМР и ФМР до настоящего времени не удалось экспериментально наблюдать МЭ эффект в области МАР, поэтому все последующие исследования были направлены на учет

особенностей эффекта и поиск удобных конфигураций электрических и магнитных полей для выполнения эксперимента [7–13]. В работе [7] проведено сравнение эффекта в касательно и ортогонально намагниченных двухслойных МЭ структурах ИЖГ/ЦТС. Показано, что использование ортогонально намагниченного образца позволяет достигать большего МЭ эффекта в сравнении с касательно намагниченным. Проведен учет влияния обменного взаимодействия в ИЖГ [8] на эффект и показано, что при включении в рассмотрение обменного поля форма резонансного пика МЭ эффекта существенно меняется. Проведена оценка влияния подложки на величину МЭ эффекта. В работе [9] рассмотрен эффект в МЭ структуре ЦТС/ИЖГ на подложке из гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Показано, что величина МЭ взаимодействия существенно уменьшается с увеличением толщины подложки. Оценки для ЦТС/ИЖГ/ГГГ для номинальных параметров пленки предсказывают МАР на частоте 5 GHz с МЭ коэффициентами порядка 5–70 V/(cm · Oe). Очевидно, для решения проблемы совпадения резонансов ЭМР и ФМР необходимо либо повышать частоту ЭМР, либо уменьшать частоту ФМР. Использование пьезоэлектрического биморфа на основе лангата [10] приводит к возбуждению гармоник высшего порядка, которые по-разному подавляются в бислоях феррит/пьезоэлектрик. МЭ коэффициент величиной 470 V/(cm · Oe) на частоте 5 GHz предсказан для третьей гармоники в слоистой структуре ИЖГ и биморфа лангата. МАР на толщинно-сдвиговой моде рассмотрен в работе [11]. Показано, что полученная расчетная величина МЭ коэффициента существенно пре-

восходит значения низкочастотных МЭ коэффициентов: на частоте резонанса 1.72 GHz МЭ коэффициент равен 64 V/(cm · Oe) для толщинно-сдвиговой моды. Еще одна возможность наблюдения эффекта в области МАР в режиме крутильной моды изучена в работах [12,13]. Как отмечалось выше, в настоящее время продолжают поиски приемлемых вариантов для экспериментального наблюдения МЭ эффекта в области МАР. В данной статье авторы представили результаты теоретического исследования частотной зависимости МЭ коэффициента для композита ИЖГ/ниобат лития/кремний в режиме толщинно-продольной моды.

2. Расчет толщинно-продольной моды МЭ эффекта

Структура исследуемого МЭ композита (см. рис. 1): на подложке из кремния толщиной 300 μm размещается слой ниобата лития толщиной 600 nm, сверху слоя ниобата лития приклеена пластина ИЖГ толщиной 50 μm. Ось Z перпендикулярна плоскости ИЖГ, подмагничивающее поле H_0 направлено под углом β к оси Z в плоскости ZY, чтобы обеспечить толщинно-продольную моду МАР. Переменное СВЧ магнитное поле направлено по оси X в плоскости ИЖГ. Посредством ФМР возбуждается толщинно-продольная мода механической деформации, которая, переходя в пьезоэлектрик, создает на электродах сверху и снизу ниобата лития электрическое напряжение за счет МАР.

Запишем уравнения движения для сферических углов направления намагниченности в ИЖГ [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} &= -\frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin(\theta)} \frac{\partial W}{\partial \varphi}, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= \frac{\gamma}{\mu_0 M_s \sin(\theta)} \frac{\partial W}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение для ИЖГ, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная, M_s — намагниченность насыщения ИЖГ.

Запишем плотность свободной энергии ИЖГ при наличии подмагничивающего поля H_0 и переменного СВЧ магнитного поля в соответствии с рис. 1:

$$\begin{aligned} W &= -\mu_0 H_0 M_s (\cos(\theta) \cos(\beta) + \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\beta)) \\ &+ \mu_0 M_s^2 \cos^2(\theta)/2 + B_1^m S_3 \cos^2(\theta) + {}^m c_{33} {}^m S_3^2/2 \\ &- \mu_0 h_1 M_s \sin(\theta) \cos(\varphi), \end{aligned} \quad (2)$$

где B_1 — первая магнитоупругая константа для ИЖГ, ${}^m c_{33}$ — продольный компонент тензора жесткости ИЖГ, ${}^m S_3$ — продольная компонента тензора деформаций ИЖГ, которая определяется как

$${}^m S_3 = \partial u_3 / \partial z, \quad (3)$$

где ${}^m u_3$ — продольная компонента вектора деформаций ИЖГ.

Продольная компонента тензора напряжений ИЖГ:

$${}^m T_3 = \partial W / \partial {}^m S_3 = B_1 \cos^2(\theta) + {}^m c_{33} {}^m S_3. \quad (4)$$

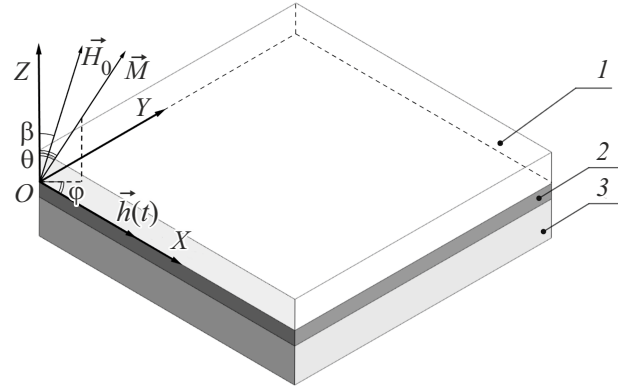


Рис. 1. Структура исследуемого МЭ композита: 1 — ИЖГ, 2 — ниобат лития, 3 — кремний

Для определения равновесных углов намагниченности φ_0 и θ_0 запишем уравнения (1) для плотности свободной энергии ИЖГ W_0 без учета членов, связанных с магнитоупругостью и переменным СВЧ магнитным полем:

$$\begin{aligned} W_0 &= -\mu_0 H_0 M_s (\cos(\theta) \cos(\beta) + \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\beta)) \\ &+ \mu_0 M_s^2 \cos^2(\theta)/2 + {}^m c_{33} {}^m S_3^2/2, \\ \partial W_0 / \partial \varphi &= 0, \\ \partial W_0 / \partial \theta &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Определим из (5) равновесные углы $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\theta_0 = 74.5^\circ$ при $\beta = 20^\circ$, используя значение намагниченности насыщения ИЖГ $M_s = 11.15$ kA/m [2] и величину постоянного магнитного поля $H_0 = 44.9$ kA/m, обеспечивающую условие существования МАР. Далее линеаризуем уравнения движения намагниченности (1) при равновесных углах направления намагниченности $\varphi_0 = 90^\circ$ и $\theta_0 = 74.5^\circ$, оставив только члены первого порядка малости. Тогда получим следующую систему линейных неоднородных уравнений:

$$\begin{aligned} i\omega \delta \theta &= -\gamma \sin(\beta) H_0 \delta \varphi - \gamma h_1, \\ i\omega \delta \varphi &= -\gamma / (\mu_0 M_s) (-2B_1 {}^m S_3 \cos(\theta_0)) \\ &+ [\mu_0 M_s^2 \sin(\theta_0) + \mu_0 H_0 M_s \sin(\beta) / \sin^2(\theta_0)] \delta \theta. \end{aligned} \quad (6)$$

Решение системы уравнений (6):

$$\begin{aligned} \delta \varphi &= -\frac{\gamma (\gamma \mu_0 M_s^2 \sin^3(\theta_0) h_1 + \gamma \mu_0 H_0 M_s \sin(\beta) h_1 + 2iB_1 \omega \cos(\theta_0) \sin^2(\theta_0))}{\mu_0 M_s (\gamma^2 H_0^2 \sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta) \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0) \omega^2)}, \\ \delta \theta &= \frac{\gamma (2B_1 \gamma H_0 \sin(\beta) \cos(\theta_0) {}^m S_3 - i\mu_0 M_s \omega h_1 \sin^2(\theta_0))}{\mu_0 M_s (\gamma^2 H_0^2 \sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta) \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0) \omega^2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Разложим выражение для продольной компоненты тензора напряжений ИЖГ (4) в ряд вокруг равновесного значения угла θ_0 , ограничившись членами первого порядка. Уберем постоянный член, так как нас интересуют только гармонически зависящие от времени величины:

$${}^mT_3 = {}^m c_{33} {}^mS_3 - 2B_1 \cos(\theta_0) \sin(\theta_0) \delta\theta. \quad (8)$$

Подставим (7) в (8) и получим

$$\begin{aligned} {}^mT_3 &= {}^m c_{33\text{eff}} {}^mS_3 + T, \\ {}^m c_{33\text{eff}} &= {}^m c_{33} - \frac{4\gamma^2 B_1^2 H_0 \sin(\beta) \cos^2(\theta_0) \sin^3(\theta_0)}{\mu_0 M_s (\gamma^2 H_0^2 \sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta) \times \\ &\quad \times \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0) \omega^2)}, \\ T &= \frac{2i\gamma\omega B_1 \cos(\theta_0) \sin^3(\theta_0)}{\gamma^2 H_0^2 \sin^2(\beta) + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta) \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0) \omega^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Запишем уравнение движения для продольной деформации в ИЖГ:

$${}^m\rho \frac{\partial^2 {}^m u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial {}^mT_3}{\partial z}, \quad (10)$$

где ${}^m\rho$ — плотность ИЖГ.

Найдя частные производные в обеих частях уравнения (10), получим

$$-{}^m\rho\omega^2 {}^m u_3 = {}^m c_{33\text{eff}} \frac{\partial^2 {}^m u_3}{\partial z^2}. \quad (11)$$

Поделив обе части уравнения (11) на ${}^m c_{33\text{eff}}$ и переместив левую часть полученного уравнения вправо, получим следующее гармоническое уравнение:

$$\frac{\partial^2 {}^m u_3}{\partial z^2} + k_1^2 {}^m u_3 = 0, \quad (12)$$

где $k_1 = \omega\sqrt{{}^m\rho/{}^m c_{33\text{eff}}}$ — волновое число для ИЖГ.

Общее решение уравнения (12) дает формулу для продольной компоненты вектора деформаций ИЖГ:

$${}^m u_3 = A_1 \cos(k_1 z) + B_1 \sin(k_1 z). \quad (13)$$

Теперь рассмотрим уравнение движения для продольной деформации в ниобате лития. Продольная компонента тензора деформации pS_3 определяется аналогично формуле (3), а продольная компонента механических напряжений определяется с учетом условия разомкнутого контура ($D_3 = 0$) по формуле

$$\begin{aligned} {}^pT_3 &= {}^p c_{33}^D {}^pS_3, \\ {}^p c_{33}^D &= \frac{\epsilon_{33}\epsilon_0}{{}^p s_{33} \epsilon_{33}\epsilon_0 - d_{33}^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

где d_{33} — продольный пьезоэлектрический коэффициент ниобата лития, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m — электрическая постоянная, ϵ_{33} — необходимый компонент тензора диэлектрической проницаемости ниобата лития, ${}^p s_{33}$ — продольная механическая податливость ниобата лития.

Аналогично расчетам с ИЖГ, получим уравнение движения для продольной деформации в ниобате лития:

$$\frac{\partial^2 {}^p u_3}{\partial z^2} + k_2^2 {}^p u_3 = 0, \quad (15)$$

где $k_2 = \omega\sqrt{{}^p\rho/{}^p c_{33}^D}$ — волновое число для ниобата лития, ${}^p\rho$ — плотность ниобата лития.

Из (15) получаем общее решение гармонического уравнения для ниобата лития:

$${}^p u_3 = A_2 \cos(k_2 z) + B_2 \sin(k_2 z). \quad (16)$$

Теперь рассмотрим уравнение движения для продольной деформации в кремнии. Продольная компонента тензора деформации sS_3 определяется аналогично формуле (3), а продольная компонента тензора механических напряжений кремния определяется по формуле

$${}^sT_3 = {}^s S_3 / {}^s s_{33}, \quad (17)$$

где ${}^s s_{33}$ — продольный компонент тензора механической податливости кремния.

Аналогично предыдущим расчетам получаем общее решение гармонического уравнения для кремния:

$${}^s u_3 = A_3 \cos(k_3 z) + B_3 \sin(k_3 z), \quad (18)$$

где $k_3 = \omega\sqrt{{}^s\rho/{}^s s_{33}}$ — волновое число для кремния, ${}^s\rho$ — плотность кремния.

Для определения неизвестных постоянных $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ составим систему из 6 уравнений в соответствии с граничными условиями для свободного МЭ композита. Определив из системы уравнений неизвестные постоянные A_2 и B_2 , найдем электрическое напряжение в слое ниобата лития, проинтегрировав напряженность электрического поля, определяемую по формуле

$$\begin{aligned} E_3 &= -h_{33} {}^pS_3, \\ h_{33} &= \frac{d_{33}}{({}^p s_{33} \epsilon_{33} \epsilon_0 - d_{33}^2)}, \end{aligned} \quad (19)$$

по толщине ниобата лития с учетом условия разомкнутого контура. Разделив электрическое напряжение на толщину ниобата лития и на амплитуду СВЧ магнитного поля, получим МЭ коэффициент по напряжению при МАР для исследуемого МЭ композита при толщинно-продольной моде:

$$\begin{aligned} \alpha &= 2i\gamma B_1 \cos(\theta_0) \sin^3(\theta_0) h_{33} (\cos(\eta_m) - 1) \\ &\quad \times \left((\cos(\eta_p) - 1) k_2 {}^p c_{33}^D {}^s s_{33} \cos(\eta_s) - k_3 \sin(\eta_p) \sin(\eta_s) \right) / \\ &\quad \left(\left[{}^s s_{33} {}^p c_{33}^D k_2 (\sin(\eta_p) \cos(\eta_m) {}^p c_{33}^D k_2 + \cos(\eta_p) \right. \right. \\ &\quad \times \sin(\eta_m) k_1 {}^m c_{33\text{eff}}) \cos(\eta_s) + k_3 \sin(\eta_s) ({}^p c_{33}^D k_2 \cos(\eta_m) \\ &\quad \times \cos(\eta_p) - k_1 {}^m c_{33\text{eff}} \sin(\eta_m) \sin(\eta_p)) \left. \right] \left[{}^p t (\gamma^2 H_0^2 \sin^2(\beta) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \gamma^2 H_0 M_s \sin(\beta) \sin^3(\theta_0) - \sin^2(\theta_0) \omega^2) \right] \right), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\eta_m = k_1 {}^m t$, $\eta_p = k_2 {}^p t$, $\eta_s = k_3 {}^s t$, ${}^m t$ — толщина ИЖГ, ${}^p t$ — толщина ниобата лития, ${}^s t$ — толщина кремния.

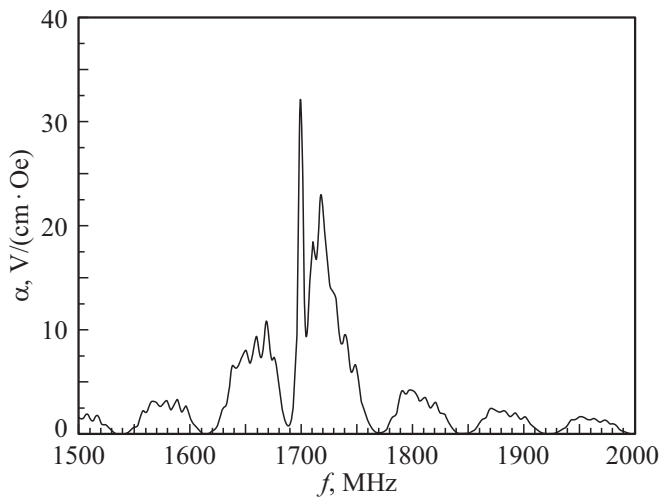


Рис. 2. Частотная зависимость МЭ коэффициента по напряжению исследуемого МЭ композита ИЖГ/ниобат лития/кремний при толщинно-продольной моде МАР.

3. Результаты вычислений

На рис. 2 показан теоретический график частотной зависимости МЭ коэффициента по напряжению, полученный по формуле (20) для исследуемого МЭ композита ИЖГ/ниобат лития/кремний при МАР в случае толщинно-продольной моды МАР. В расчетах была принята добротность ЭМР $Q = 500$, добротность ФМР $Q_H = 564$.

Параметры ИЖГ:

$$^m c_{33} = 76.4 \text{ GPa}, \quad ^m \rho = 5170 \text{ kg/m}^3,$$

$$B_1 = 564900 \text{ J/m}^3, \quad ^m t = 50 \text{ }\mu\text{m}, \quad \gamma = 2.2 \cdot 10^5 \text{ m/(A} \cdot \text{s)},$$

$$M_s = 11.15 \text{ kA/m}, \quad H_0 = 44.9 \text{ kA/m}.$$

Параметры ниобата лития:

$$^p s_{33} = 4.94 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \quad ^p \rho = 4700 \text{ kg/m}^3, \quad \varepsilon_{33} = 43.6,$$

$$d_{33} = 16.1 \text{ pm/V}, \quad ^p t = 600 \text{ nm}.$$

Параметры кремния:

$$^s s_{33} = 7.7 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \quad ^p \rho = 2330 \text{ kg/m}^3, \quad ^s t = 0.3 \text{ mm}.$$

Материальные параметры ИЖГ взяты из [2], ниобата лития — из [15], кремния — из [16].

Магнитоэлектрический коэффициент по напряжению равен $32 \text{ V/(cm} \cdot \text{Oe)}$ на частоте резонанса 1.7 GHz .

4. Заключение

В результате проведенного теоретического исследования получены следующие выводы: 1) проводимые расчеты позволяют сравнить величину МАР для разных мод ЭМР и различных подложек с тем, чтобы выбрать наиболее эффективные сочетания для выполнения экспериментального исследования; 2) сравнение с прежними оценками МЭ эффекта в области МАР показало меньшие значения МЭ коэффициентов, что обусловлено

учетом подложки из кремния и выбранного расположения электродов на верхней и нижней плоскости пленки ниобата лития. Следует отметить, что такой подход практически более реализуем в случае экспериментального исследования; 3) по сравнению со значениями низкочастотных МЭ коэффициентов полученная расчетная величина МЭ коэффициента существенно их превосходит: на частоте резонанса 1.7 GHz МЭ коэффициент равен $32 \text{ V/(cm} \cdot \text{Oe)}$ для толщинно-продольной моды, но в два раза меньше МЭ коэффициента для толщинно-сдвиговой моды.

Финансирование работы

Исследования были выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 24-15-20044, <https://rscf.ru/project/24-15-20044/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Srinivasan, S. Priya, N.X. Sun (eds.). *Magnetoelectric Composites: Materials, structures, and applications*. Second edition. Woodhead Publishing, Cambridge. (2025). 564 p.
- [2] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, R.V. Petrov, A.S. Tatarenko. *Magnetoelectric composites*. Jenny Stanford Publ. (2019). 296 p.
- [3] J. van Suchtelen. *Philips Res. Rep.* **27**, 1, 28 (1972).
- [4] M.I. Bichurin, D.A. Filippov, V.M. Petrov, V.M. Laletsin, N. Paddubnaya, G. Srinivasan. *Phys. Rev. B* **68**, 13, 132408 (2003).
- [5] C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland, G. Srinivasan. *J. Appl. Phys.* **103**, 3, 31101 (2008).
- [6] M.I. Bichurin, V. Petrov, O.V. Ryabkov, S.V. Averkin, G. Srinivasan. *Phys. Rev. B* **72**, 6, 060408 (2005).
- [7] O.B. Рябков, В.М. Петров, М.И. Бичурин, С.В. Аверкин, Г. Сринивасан. *Вестн. Новгород. гос. ун-та* **36**, 30 (2006).
- [8] O.B. Рябков, В.М. Петров, М.И. Бичурин, Г. Сринивасан. *Письма в ЖТФ* **32**, 23, 48 (2006).
- [9] M.I. Bichurin, V.M. Petrov, S.V. Averkin, A.V. Filippov, E. Liverts, S. Mandal, G. Srinivasan. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 215001 (2009).
- [10] V.M. Petrov, A.F. Saplev, G. Srinivasan. *Ferroelectrics* **569**, 196 (2020).
- [11] М.И. Бичурин, О.В. Соколов, С.В. Иванов, И.Ю. Марков. *Челябинский физико-математический журнал* **10**, 2, 207 (2025).
- [12] M.I. Bichurin, O.V. Sokolov, V.N. Lobekin. *IEEE Magn. Lett.* **13**, 1, 1 (2021).
- [13] I.Yu. Markov, O.V. Sokolov, M.I. Bichurin. *IBCM 2025 Abstract Book*. BFU Kaliningrad. (2025). P. 95.
- [14] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [15] G. Xu, S. Xiao, Y. Li, Y. Long. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **616**, 172833 (2025).
- [16] А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, Н.В. Переломова, Ф.Н. Стрижевская, В.В. Чкалова, М.П. Шаскольская. *Акустические кристаллы*. Наука, М. (1982). 632 с.

Редактор А.Н. Смирнов