

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2026. Т. 34, № 5
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2026;34(5)

Научная статья
УДК 537.624; 537.632

DOI: 10.18500/0869-6632-003223
EDN: BZSTDN

Распределение обратной объемно-поверхностной спиновой волны по толщине касательно намагниченной ферритовой пластины

Э. Г. Локк✉, С. В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Россия
E-mail: ✉edwin@fireras.ru, sgerus@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.05.2026, принята к публикации 15.06.2026,
опубликована онлайн 19.06.2026, опубликована 30.09.2026

Аннотация. Цель данной работы — исследование характеристик объемно-поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине. **Методы.** Без использования магнитостатического и электростатического приближений аналитически решена общая задача о распространении объемно-поверхностной электромагнитной волны вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя в произвольном направлении и получено дисперсионное уравнение для этой волны. **Результаты.** Показано, что распределение амплитуд высокочастотных полей волны внутри бигиротропного слоя описывают два волновых числа, которые входят соответственно в тригонометрические и экспоненциальные функции и определяют объемное и поверхностное распределение волны. На основе полученного дисперсионного уравнения исследованы характеристики обратной объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине, являющейся частным случаем бигиротропного слоя. Для случая распространения волны вдоль вектора внешнего магнитного поля рассчитаны дисперсионные зависимости первых мод этой волны и волновые числа, определяющие поверхностную и объемную части распределения волны по толщине феррита. Также рассчитано соотношение между коэффициентами, определяющими вклад тригонометрических и экспоненциальных слагаемых в распределение волны по толщине ферритовой пластины, что позволило установить, в какой степени волна является объемной, а в какой степени — поверхностной в зависимости от частоты и постоянной распространения. Проведено сравнение рассчитанных характеристик с аналогичными характеристиками обратной объемной магнитостатической волны. Найдено, что на частотах, лежащих вблизи ферромагнитного резонанса пластины, и при небольших значениях постоянной распространения указанные характеристики существенно различаются. **Заключение.** Представленное в работе дисперсионное уравнение может быть использовано для расчета характеристик объемно-поверхностных спиновых волн и электромагнитных волн в различных анизотропных слоях, являющихся частными случаями бигиротропного слоя. Полученные выше результаты следует учитывать при разработке устройств, использующих спиновые волны.

Ключевые слова: бигиротропный слой, ферритовая пластина, обратная объемно-поверхностная спиновая волна, распределение волны по толщине феррита.

Благодарности. Работа выполнена в рамках государственного задания № 075–00395-25-00 Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

Для цитирования: Локк Э. Г., Герус С. В. Распределение обратной объемно-поверхностной спиновой волны по толщине касательно намагниченной ферритовой пластины // Известия вузов. ПНД. 2026. Т. 34, № 5. С. 665–682. DOI: 10.18500/0869-6632-003223. EDN: BZSTDN

Статья опубликована на условиях Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Distribution of the backward volume-surface spin wave across the thickness of a tangentially magnetized ferrite plate

E. H. Lock[✉], S. V. Gerus

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS, Russia

E-mail: ✉edwin@fireras.su, sgerus@yandex.ru

Received 28.05.2026, accepted 15.06.2026, available online 19.06.2026, published 30.09.2026

Abstract. The purpose of this work is to investigate the characteristics of a volume-surface spin wave in a tangentially magnetized ferrite plate. *Methods.* Without using magnetostatic and electrostatic approximations, the general problem of the propagation of a volume-surface electromagnetic wave along a tangentially magnetized bi-gyrotropic layer in an arbitrary direction is analytically solved, and a dispersion relation for this wave is obtained. *Results.* It is shown that the amplitude distribution of high-frequency wave fields within a bi-gyrotropic layer is described by two wavenumbers, which are included in the trigonometric and exponential functions, respectively, and determine the volume and surface distribution of the wave. Using the resulting dispersion equation, the characteristics of the backward volume-surface spin wave in a ferrite plate, a special case of a bi-gyrotropic layer, are studied. For the case of wave propagation along the external magnetic field vector, the dispersion dependencies of the first modes of this wave and the wave numbers determining the surface and volume parts of the wave distribution across the ferrite thickness were calculated. The relation between the coefficients determining the contribution of the trigonometric and exponential terms to the wave distribution across the ferrite plate thickness was also calculated, allowing us to determine the extent to which the wave is a volume wave and the extent to which it is a surface wave, depending on the frequency and propagation constant. The calculated characteristics were compared with those of a backward volume magnetostatic wave. It was found that at frequencies near the plate's ferromagnetic resonance and at low propagation constants, these characteristics differ significantly. *Conclusion.* The dispersion equation presented in this paper can be used to calculate the characteristics of volume-surface spin waves and electromagnetic waves in various anisotropic layers, which are special cases of a bi-gyrotropic layer. The results obtained above should be taken into account when developing devices using spin waves.

Keywords: bi-gyrotropic layer, ferrite plate, backward volume-surface spin wave, dispersion dependence.

Acknowledgements. This work was performed as part of a State Task № 075–00395-25-00 for the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS.

For citation: Lock EH, Gerus SV. Distribution of the backward volume-surface spin wave across the thickness of a tangentially magnetized ferrite plate. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2026;34(5):665–682. DOI: 10.18500/0869-6632-003223

This is an open access article distributed under the terms of Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0).

Введение

Динамичное развитие магноники, наблюдающееся в последние годы, связано как с разработкой новых экспериментальных, теоретических и численных методов для измерения и расчета характеристик спиновых волн (СВ), так и с созданием новых устройств, использующих эти волны [1–4]. Как известно, СВ, представляя собой передающиеся от атома к атому колебания атомного магнитного момента в магнитоупорядоченных кристаллах [5], имеют электромагнитную природу и могут эффективно возбуждаться и распространяться с малыми потерями в ферритовой пластине и различных структурах на ее основе [1–10]. СВ с волновыми числами $0 < k < 10^5 \text{ см}^{-1}$ обычно описывают в магнитостатическом приближении [11], полагая, что волновое число СВ $k \gg k_0 = \omega/c$ (здесь ω — циклическая частота СВ, а c — скорость света в вакууме) и, следовательно, в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c , то есть использовать уравнения магнитостатики. Этот способ описания из-за математической простоты вот уже более 60 лет успешно используется при расчетах характеристик СВ с волновыми числами $k < 10^5 \text{ см}^{-1}$ (для которых можно не учитывать обменное взаимодействие), а сами спиновые волны часто называют магнитостатическими.

Однако примерно с 80-х годов прошлого века при исследовании СВ стали возникать вопросы, которые невозможно было решить в магнитостатическом приближении. В результате начали появляться работы, где СВ описывали без магнитостатического приближения (см., например, [6, 9, 12–27]), причем в этих работах обнаружилось, что некоторые характеристики СВ принципиально отличаются от аналогичных характеристик, рассчитанных в магнитостатическом приближении. В некоторых из этих работ исследовалось изменение характеристик СВ в области малых волновых чисел [13, 14, 17, 20], а также изучалось влияние на свойства СВ диэлектрических проницаемостей прилегающих к ферриту сред [15, 18]. В работе [16] было рассмотрено распространение СВ в плоскости произвольно намагниченной ферритовой пластины, а также изучены характеристики СВ для частных случаев этой геометрии, когда пластина, обе поверхности которой металлизированы, намагничена либо продольно, либо касательно. В статье [17] было показано, что расчеты вектора Пойнтинга СВ в магнитостатическом приближении приводят к ошибочным результатам. В работах [21, 22] исследовались векторные линии высокочастотных полей поверхностной СВ, распространяющейся в различных ферритовых структурах перпендикулярно вектору однородного магнитного поля.

Отметим, что в большинстве работ, перечисленных выше, характеристики СВ исследовались для случая, когда волна распространяется либо вдоль направления внешнего магнитного поля, либо перпендикулярно этому направлению.

Лишь недавно было получено аналитическое описание характеристик электромагнитных волн (в том числе СВ) на основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) для неограниченной бигиротропной среды [28, 29] и для касательно намагниченного бигиротропного слоя [24–27]. В этих работах также было рассмотрено распространение СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя) и были рассчитаны различные характеристики СВ, в том числе дисперсионные и изочастотные зависимости. Отметим, что описание СВ с произвольным волновым вектором в ферритовой пластине без магнитостатического приближения было впервые предпринято в [12, 18]. Однако в отличие от этих работ, где решение системы уравнений Максвелла предлагалось искать в виде $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$, в работах [24–27] использовался другой, математически более корректный подход, когда зависимость волны от координаты x (нормальной к плоскости слоя или пластины) определялась на основе решения дифференциальных уравнений в соответствии с геометрией задачи.

На основе такого подхода в работе [24] было установлено, что в касательно намагниченном бигиротропном слое компоненты СВЧ-поля электромагнитной волны, направленные вдоль внешнего магнитного поля, зависят от координаты x (нормальной к плоскости слоя) в соответствии с линейным однородным дифференциальным уравнением четвертого порядка. Было показано, что все корни соответствующего биквадратного характеристического уравнения являются либо действительными, либо мнимыми, а распределение волны по толщине слоя описывают два разных волновых числа $-k_{x21}$ и k_{x22} , определяющих соответственно экспоненциальные и тригонометрические функции в этом распределении. В итоге в результате решения ряда граничных задач были получены дисперсионные уравнения для поверхностно-поверхностной электромагнитной волны в свободном [24] и в металлизированном [25] бигиротропном слое, а также в бигиротропном слое, граничащем с магнитной стенкой [26]. Также в работе [27] были получены выражения для вектора Пойнтинга и для потока энергии поверхностно-поверхностной волны.

Кроме того, в работе [24] было показано, что в касательно намагниченной ферритовой пластине существуют следующие типы СВ: SS-волны, или поверхностно-поверхностные волны (k_{x21} и k_{x22} — действительные числа), VS-волны, или объемно-поверхностные волны (k_{x21} — мнимое число, а k_{x22} — действительное) и VV-волны, или объемно-объемные волны (k_{x21} и k_{x22} — мнимые числа), что принципиально отличает описание СВ от их описания в магнитостатическом приближении.

Так как описание спиновой SS-волны изложено в работе [24], ниже мы представим аналитическое описание (без использования приближений) электромагнитной (спиновой) VS-волны, распространяющейся в плоскости бигиротропного (ферритового) слоя в произвольном направлении.

1. Основные соотношения, описывающие распространение электромагнитных волн в касательно намагниченном бигиротропном слое

Пусть у нас имеется бигиротропный (ферритовый) слой толщиной s , касательно намагниченный однородным магнитным полем $\vec{H}_0$ (рис. 1). Такой слой, как известно [6, 9], характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями, описываемыми тензорами второго ранга $\overleftrightarrow{\epsilon}_2$ и $\overleftrightarrow{\mu}_2$:

$$\overleftrightarrow{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \quad \overleftrightarrow{\epsilon}_2 = \begin{vmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Пусть полупространства 1 и 3 имеют скалярные относительные диэлектрические и магнитные проницаемости ϵ_1, μ_1 и ϵ_3, μ_3 .

Электромагнитное поле с частотой ω , распространяющееся в каждой j -й среде ($j = 1, 2, 3$) и изменяющееся во времени по гармоническому закону $\sim \exp(i\omega t)$, должно удовлетворять системе уравнений Максвелла для комплексных амплитуд

$$\begin{cases} \text{rot } \vec{E}_j + i\omega \vec{B}_j/c = 0, \\ \text{div } \vec{B}_j = 0, \\ \text{rot } \vec{H}_j - i\omega \vec{D}_j/c = 0, \\ \text{div } \vec{D}_j = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме, $\vec{E}_j$ и $\vec{H}_j$ — комплексные амплитуды векторов напряженностей СВЧ электрического и магнитного полей, а $\vec{D}_j$ и $\vec{B}_j$ — комплексные амплитуды векторов напряженностей СВЧ электрической и магнитной индукций, которые связаны с $\vec{E}_j$ и $\vec{H}_j$ соотношениями

$$\vec{D}_j = \overleftrightarrow{\epsilon}_j \vec{E}_j \text{ и } \vec{B}_j = \overleftrightarrow{\mu}_j \vec{H}_j. \quad (3)$$

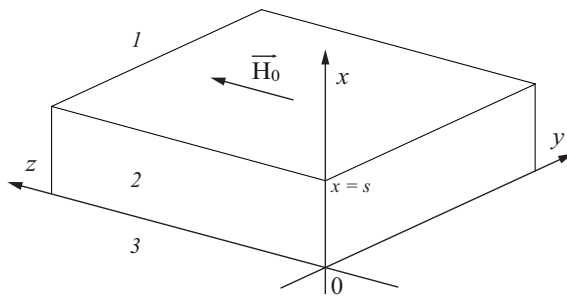


Рис. 1. Геометрия задачи: 1 и 3 — полупространства изотропного диэлектрика (или вакуум), 2 — бигиротропный слой (в частном случае — ферритовая пластина) толщиной s

Fig. 1. Problem geometry: 1 and 3 are half-spaces of isotropic dielectric (or vacuum), 2 is a bi-gyrotropic layer (a ferrite plate in particular case) of thickness s

Так как полученные результаты могут быть использованы для исследования электромагнитных волн в ряде анизотропных сред (которые являются частными случаями бигиротропной среды и характеризуются либо тензором $\overleftrightarrow{\epsilon}_2$, либо тензором $\overleftrightarrow{\mu}_2$ вида (1)), то все формулы будут представлены ниже для общего случая распространения волны в бигиротропном слое и будут справедливы при любых зависимостях от частоты компонент тензоров $\overleftrightarrow{\epsilon}_2$ и $\overleftrightarrow{\mu}_2$.

В то же время, чтобы представленная теория не выглядела абстрактной, в качестве примера на основе полученных формул будут рассчитаны характеристики электромагнитных

волн (то есть СВ), распространяющихся вдоль ферритовой пластины, для которой компоненты тензора $\overleftrightarrow{\mu}_2$ описываются выражениями (полученными без учета обменного взаимодействия) [9]:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \nu = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ — гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения феррита, f — частота электромагнитных колебаний.

Исходя из геометрии задачи (рис. 1), будем искать решение системы (2) в виде однородной плоской волны, характеризующейся волновым вектором $\vec{k}$ и распространяющейся в плоскости yz слоя в произвольном направлении, считая, что зависимость волны от координаты x (нормальной к плоскости слоя) определится в ходе решения системы (2) и что компоненты полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$ (E_x, E_y, E_z, H_x, H_y и H_z) изменяются в плоскости слоя по гармоническому закону

$$\vec{E}_j = \overrightarrow{e_j(x)} \exp(-i \vec{k} \vec{r}) \text{ или } E_{xj,yj,zj} = e_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (5)$$

$$\vec{H}_j = \overrightarrow{h_j(x)} \exp(-i \vec{k} \vec{r}) \text{ или } H_{xj,yj,zj} = h_{xj,yj,zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (6)$$

где наряду с декартовой системой координат Σ_D введена полярная система координат $\Sigma_P = \{x; r; \varphi\}$, в которой углы φ отсчитываются от оси y , а за положительное направление отсчета углов принято направление против часовой стрелки. Координаты систем Σ_P и Σ_D связаны соотношениями $y = r \cos \varphi$, $z = r \sin \varphi$, а модуль k волнового вектора $\vec{k}$ и его компоненты k_y и k_z связаны соотношениями $k_y = k \cos \varphi$, $k_z = k \sin \varphi$, причем $k^2 = k_y^2 + k_z^2$.

Как было показано в [6, 24, 28], для бигиротропной среды систему векторных уравнений (2) можно привести к двум уравнениям

$$\frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon} \frac{\partial^2 E_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon_{zz} \mu_{\perp} E_{z2} + k_0 \mu_{zz} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu} \right) \frac{\partial H_{z2}}{\partial z} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial y^2} + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \frac{\partial^2 H_{z2}}{\partial z^2} + k_0^2 \mu_{zz} \varepsilon_{\perp} H_{z2} - k_0 \varepsilon_{zz} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu} \right) \frac{\partial E_{z2}}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

где введены обозначения $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2)/\mu$, $\varepsilon_{\perp} = (\varepsilon^2 - g^2)/\varepsilon$.

Подставляя решения вида (5) и (6) в уравнения (7) и (8), получим систему, в которую входят лишь зависящие от координаты x амплитуды e_{z2} и h_{z2} компонент E_{z2} и H_{z2} :

$$\begin{cases} \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} - F_{\nu} e_{z2} - i \mu_{zz} F_{\nu g} h_{z2} = 0, \\ \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2 h_{z2}}{\partial x^2} - F_g h_{z2} + i \varepsilon_{zz} F_{\nu g} e_{z2} = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где безразмерные функции F_{ν} , F_g и $F_{\nu g}$ имеют вид

$$F_{\nu} = \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon} \frac{k_z^2}{k_0^2} - \varepsilon_{zz} \mu_{\perp} = \frac{k^2}{k_0^2} \left(\cos^2 \varphi + \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon} \sin^2 \varphi \right) - \varepsilon_{zz} \mu_{\perp}, \quad (10)$$

$$F_g = \frac{k_y^2}{k_0^2} + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \frac{k_z^2}{k_0^2} - \mu_{zz} \varepsilon_{\perp} = \frac{k^2}{k_0^2} \left(\cos^2 \varphi + \frac{\mu_{zz}}{\mu} \sin^2 \varphi \right) - \mu_{zz} \varepsilon_{\perp}, \quad (11)$$

$$F_{\nu g} = \frac{k_z}{k_0} \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu} \right) = \frac{k}{k_0} \sin \varphi \left(\frac{g}{\varepsilon} + \frac{\nu}{\mu} \right). \quad (12)$$

Находя величину h_{z2} из первого уравнения системы (9) и подставляя её во второе уравнение, получим дифференциальное уравнение относительно e_{z2} :

$$\frac{\partial^4 e_{z2}}{\partial x^4} + 2\eta \frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} + \alpha e_{z2} = 0. \quad (13)$$

Уравнению (13) соответствует биквадратное характеристическое уравнение

$$k_{x2}^4 + 2\eta k_{x2}^2 + \alpha = 0, \quad (14)$$

определяющее значения волнового числа k_{x2} внутри бигиротропного слоя. Величины η и α в (13) и (14) определяются выражениями

$$\eta = -k_0^2(F_v + F_g)/2, \quad (15)$$

$$\alpha = k_0^4 F_v F_g - \mu_{zz} \varepsilon_{zz} k_0^4 F_{vg}^2. \quad (16)$$

Уравнение (14) имеет четыре корня, определяемые соотношением

$$k_{x2}^2 = -\eta \pm \sqrt{\eta^2 - \alpha} = \frac{k_0^2}{2} \left(F_v + F_g \pm \sqrt{(F_v - F_g)^2 + 4\mu_{zz} \varepsilon_{zz} F_{vg}^2} \right), \quad (17)$$

причем все корни являются простыми (не кратными) [24]:

$$k_{x21} = \sqrt{-\eta - \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0 \sqrt{\frac{F_v + F_g}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(F_v - F_g)^2 + 4\mu_{zz} \varepsilon_{zz} F_{vg}^2}}, \quad (18)$$

$$k_{x22} = \sqrt{-\eta + \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0 \sqrt{\frac{F_v + F_g}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(F_v - F_g)^2 + 4\mu_{zz} \varepsilon_{zz} F_{vg}^2}}, \quad (19)$$

$$k_{x23} = -k_{x21}, k_{x24} = -k_{x22}. \quad (20)$$

2. Соотношения, описывающие распространение объемно-поверхностной волны

Как показано в [24], значения k_{x21} и k_{x22} могут быть действительными или мнимыми (и не могут быть комплексными) в зависимости от знаков величин α и η . Ниже мы рассмотрим объемно-поверхностные волны, или VS-волны, дисперсионные поверхности которых расположены в областях, где $\alpha < 0$ (см. рис. 2 в [24]). Распределение VS-волн (независимо от знака η) характеризуется действительными значениями k_{x22} и мнимыми значениями величины k_{x21} , которую в этом случае удобно записать в виде

$$k_{x21} = iK_{x21}, \quad (21)$$

где K_{x21} — действительное число. Тогда общее решение дифференциального уравнения (13) для VS-волны можно записать в виде

$$e_{z2} = A \cos(K_{x21}x) + B \sin(K_{x21}x) + C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x), \quad (22)$$

а выражение для компоненты E_{z2} VS-волны, в соответствии с (5), в виде

$$E_{z2} = e_{z2}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (23)$$

где A, B, C и D — произвольные коэффициенты.

С целью краткой записи всех компонент СВЧ-поля VS-волны от координаты x введём безразмерные функции $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ и Σ_3 в соответствии с выражениями

$$\Sigma_0(x) = A \cos(K_{x21}x) + B \sin(K_{x21}x) + C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x), \quad (24)$$

$$\Sigma_1(x) = K_{x21}(A \sin(K_{x21}x) - B \cos(K_{x21}x))/k_0 + k_{x22}(C \exp(k_{x22}x) - D \exp(-k_{x22}x))/k_0, \quad (25)$$

$$\Sigma_2(x) = \beta_1 (A \cos(K_{x21}x) + B \sin(K_{x21}x)) + \beta_2 (C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x)), \quad (26)$$

$$\Sigma_3(x) = K_{x21}\beta_1(A \sin(K_{x21}x) - B \cos(K_{x21}x))/k_0 + k_{x22}\beta_2(C \exp(k_{x22}x) - D \exp(-k_{x22}x))/k_0, \quad (27)$$

где

$$\beta_1 = \frac{1}{\mu_{zz}F_{vg}} \left(F_v + \frac{K_{x21}^2}{k_0^2} \right), \quad (28)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{\mu_{zz}F_{vg}} \left(F_v - \frac{k_{x22}^2}{k_0^2} \right). \quad (29)$$

Подставляя выражение (22) в первое уравнение системы (9), найдём выражение для амплитуды h_{z2} :

$$h_{z2} = i\beta_1 (A \cos(K_{x21}x) + B \sin(K_{x21}x)) + i\beta_2 (C \exp(k_{x22}x) + D \exp(-k_{x22}x)). \quad (30)$$

Подставляя выражения (5) и (6) в систему уравнений (2), после некоторых преобразований получим выражения, связывающие x - и y -компоненты амплитуд электромагнитного поля с компонентами e_{z2} и h_{z2} :

$$e_{y2} = \frac{1}{F_2} \left[a_0 e_{z2} - i a_2 h_{z2} + \frac{F_{vg}}{k_0} \frac{\partial e_{z2}}{\partial x} - i \frac{F_{v2}}{k_0} \frac{\partial h_{z2}}{\partial x} \right], \quad (31)$$

$$h_{y2} = \frac{1}{F_2} \left[i b_0 e_{z2} + b_2 h_{z2} + \frac{F_{vg}}{k_0} \frac{\partial h_{z2}}{\partial x} + i \frac{F_{g2}}{k_0} \frac{\partial e_{z2}}{\partial x} \right], \quad (32)$$

$$h_{x2} = \frac{k_y}{\mu k_0} e_{z2} - \frac{k_z}{\mu k_0} e_{y2} - i \frac{\nu}{\mu} h_{y2}, \quad (33)$$

$$e_{x2} = -\frac{k_y}{\varepsilon k_0} h_{z2} + \frac{k_z}{\varepsilon k_0} h_{y2} - i \frac{g}{\varepsilon} e_{y2}, \quad (34)$$

где

$$F_{v2} = \frac{k_z^2}{\varepsilon k_0^2} - \mu_{\perp}, \quad (35)$$

$$F_{g2} = \frac{k_z^2}{\mu k_0^2} - \varepsilon_{\perp}, \quad (36)$$

$$F_2 = F_{v2} F_{g2} - F_{vg}^2, \quad (37)$$

$$a_0 = \frac{k_y}{\mu k_0} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{v2} - \nu F_{vg} \right), \quad (38)$$

$$a_2 = \frac{k_y}{\varepsilon k_0} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{vg} - g F_{v2} \right), \quad (39)$$

$$b_0 = \frac{k_y}{\mu k_0} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{vg} - \nu F_{g2} \right), \quad (40)$$

$$b_2 = \frac{k_y}{\varepsilon k_0} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{g2} - g F_{vg} \right). \quad (41)$$

Записывая выражения (22) и (30) для амплитуд e_{z2} и h_{z2} через функции $\Sigma_0, \Sigma_1, \Sigma_2$ и Σ_3 , описываемые выражениями (24)–(27), подставим выражения для амплитуд e_{z2} и h_{z2} в соотношения (31)–(34), а затем последние подставим в формулы (5) и (6). В итоге получим выражения для всех компонент электромагнитного поля внутри бигиротропного слоя:

$$E_{x2} = \frac{i}{F_2}(a_{x0}\Sigma_0 + a_{x1}\Sigma_1 + a_{x2}\Sigma_2 + a_{x3}\Sigma_3) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (42)$$

$$H_{x2} = \frac{1}{F_2}(b_{x0}\Sigma_0 + b_{x1}\Sigma_1 + b_{x2}\Sigma_2 + b_{x3}\Sigma_3) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (43)$$

$$E_{y2} = \frac{1}{F_2}[a_0\Sigma_0 + F_{vg}\Sigma_1 + a_2\Sigma_2 + F_{v2}\Sigma_3] \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (44)$$

$$H_{y2} = \frac{i}{F_2}[b_0\Sigma_0 + F_{g2}\Sigma_1 + b_2\Sigma_2 + F_{vg}\Sigma_3] \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (45)$$

$$E_{z2} = \Sigma_0(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (46)$$

$$H_{z2} = i\Sigma_2(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (47)$$

где

$$a_{x0} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{k_z}{k_0} b_0 - g a_0 \right), \quad (48)$$

$$a_{x1} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{g2} - g F_{vg} \right), \quad (49)$$

$$a_{x2} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{k_z}{k_0} b_2 - \frac{k_y}{k_0} F_2 - g a_2 \right), \quad (50)$$

$$a_{x3} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{k_z}{k_0} F_{vg} - g F_{v2} \right), \quad (51)$$

$$b_{x0} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{k_y}{k_0} F_2 - \frac{k_z}{k_0} a_0 + v b_0 \right), \quad (52)$$

$$b_{x1} = \frac{1}{\mu} \left(v F_{g2} - \frac{k_z}{k_0} F_{vg} \right), \quad (53)$$

$$b_{x2} = \frac{1}{\mu} \left(v b_2 - \frac{k_z}{k_0} a_2 \right), \quad (54)$$

$$b_{x3} = \frac{1}{\mu} \left(v F_{vg} - \frac{k_z}{k_0} F_{v2} \right). \quad (55)$$

Точно также можно получить выражения для СВЧ-компонент электромагнитного поля волны в средах 1 и 3 (эти выражения приведены в [24]).

Удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных компонент E_y, E_z, H_y и H_z при $x = 0$ и $x = s$, составим систему из восьми уравнений, которую можно упростить и свести к следующей системе для коэффициентов A, B, C и D :

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0, \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0, \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0, \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0. \end{cases} \quad (56)$$

Дисперсионное уравнение для VS-волны представляет собой определитель четвертого порядка для системы однородных уравнений (56), элементы которого вычисляются в соответствии с выражениями

$$d_{11} = \left[a_0 + a_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z) \right] \cos(K_{x21}s) + \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_1) \sin(K_{x21}s), \quad (57)$$

$$d_{12} = \left[a_0 + a_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_1 - k_y k_z) \right] \sin(K_{x21}s) - \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_1) \cos(K_{x21}s), \quad (58)$$

$$d_{13} = \left[a_0 + a_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_2 - k_y k_z) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_2) \right] \exp(k_{x22}s), \quad (59)$$

$$d_{14} = \left[a_0 + a_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\mu_1 k_{x1} k_0 \beta_2 - k_y k_z) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_2) \right] \exp(-k_{x22}s), \quad (60)$$

$$d_{21} = \left[b_0 + b_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_1) \right] \cos(K_{x21}s) + \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{vg}\beta_1 + F_{g2}) \sin(K_{x21}s), \quad (61)$$

$$d_{22} = \left[b_0 + b_2\beta_1 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_1) \right] \sin(K_{x21}s) - \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{vg}\beta_1 + F_{g2}) \cos(K_{x21}s), \quad (62)$$

$$d_{23} = \left[b_0 + b_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_2) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg}\beta_2 + F_{g2}) \right] \exp(k_{x22}s), \quad (63)$$

$$d_{24} = \left[b_0 + b_2\beta_2 + \frac{F_2}{q_1^2}(\varepsilon_1 k_{x1} k_0 - k_y k_z \beta_2) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg}\beta_2 + F_{g2}) \right] \exp(-k_{x22}s), \quad (64)$$

$$d_{31} = a_0 + a_2\beta_1 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_1 + k_y k_z), \quad (65)$$

$$d_{32} = -\frac{K_{x21}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_1), \quad (66)$$

$$d_{33} = a_0 + a_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_2 + k_y k_z) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_2), \quad (67)$$

$$d_{34} = a_0 + a_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\mu_3 k_{x3} k_0 \beta_2 + k_y k_z) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg} + F_{v2}\beta_2), \quad (68)$$

$$d_{41} = b_0 + b_2\beta_1 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_1), \quad (69)$$

$$d_{42} = \frac{K_{x21}}{k_0}(F_{g2} - F_{vg}\beta_1), \quad (70)$$

$$d_{43} = b_0 + b_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_2) + \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg}\beta_2 + F_{g2}), \quad (71)$$

$$d_{44} = b_0 + b_2\beta_2 - \frac{F_2}{q_3^2}(\varepsilon_3 k_{x3} k_0 + k_y k_z \beta_2) - \frac{k_{x22}}{k_0}(F_{vg}\beta_2 + F_{g2}). \quad (72)$$

Сравнивая выражения (57)–(72) с аналогичными выражениями для элементов SS-волны в свободной ферритовой пластине (см. раздел 12 в [24]), легко заметить, что выражения для элементов $d_{11}, d_{12}, d_{21}, d_{22}, d_{31}, d_{32}, d_{41}$ и d_{42} отличаются, тогда как выражения для остальных элементов совпадают.

3. Характеристики объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине

В качестве примера рассчитаем на основе полученного дисперсионного уравнения некоторые характеристики обратной спиновой волны VS-типа (VS-OCB) в ферритовой пластине, окруженной полупространствами вакуума. В отличие от описания обратной объемной MCB (OOMCB) в магнитоэлектростатическом приближении [11], распределение VS-OCB внутри ферритовой пластины вдоль координаты x описывают два волновых числа — K_{x21} и k_{x22} : в соответствии с (22) волновое число K_{x21} входит в тригонометрические функции и определяет объемное распределение волны, а волновое число k_{x22} входит в экспоненциальные функции и определяет поверхностное распределение волны. Отметим, что ранее подобное распределение обратной СВ было описано также в работе [19], в которой было получено (без использования магнитоэлектростатического приближения) дисперсионное уравнение этой волны для случая ее распространения вдоль вектора $\vec{H}_0$.

Рассмотрим, как объемно-поверхностный характер распределения СВ отражается на ее характеристиках. Прежде всего, представляет интерес выяснить соотношение между волновыми числами K_{x21} и k_{x22} , а также установить, в какой степени волна является объемной и в какой степени — поверхностной. Расчёты характеристик СВ проведем для величины поля $H_0 = 300$ Э и ферритовой пластины, имеющей толщину $s = 40$ мкм, диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_2 = 15$ и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс. Поскольку за прошедшее время большинство работ, посвящённых OOMCB, выполнено для случая распространения волны вдоль вектора $\vec{H}_0$, рассмотрим прежде всего различные характеристики двух первых мод СВ для этого случая (см. рис. 2–5).

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости $f(k_z)$ для первой и второй мод СВ (кривые 1 и 2), рассчитанные на основе представленной теории, а также зависимости $f(k_z)$ для

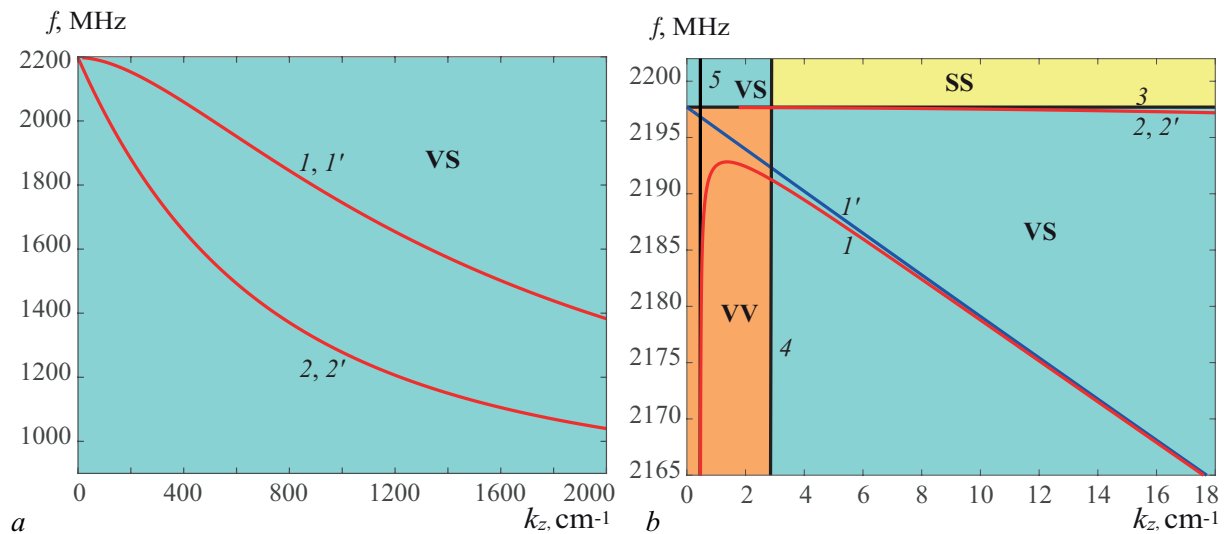


Рис. 2. Дисперсионные зависимости $f(k_z)$ первой и второй мод СВ (кривые 1 и 2) и OOMCB (кривые 1' и 2'): a — общий вид, b — вид в области малых значений k_z . Кривые 1' и 2' рассчитаны в магнитоэлектростатическом приближении, а кривые 1 и 2 — без него. Показаны граничные прямая 3 $f = f_{\perp} = \omega_{\perp}/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M}/2\pi = 2197.7$ МГц и кривая 4 $\alpha = 0$, которая отделяет на кривых 1 и 2 участки, соответствующие VS-волне и VV-волне; 5 — прямая $f = ck_0/2\pi$ (цвет онлайн)

Fig. 2. Dispersion dependences $f(k_z)$ for the first two modes of SW and BVMSW (curves 1, 2 and 1', 2' respectively): a — general view, b — view in the region of small k_z values. Curves 1' and 2' were calculated in the magnetostatic approximation, and curves 1 and 2 — without it. Here also are shown the boundary straight line 3 $f = f_{\perp} = \omega_{\perp}/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M}/2\pi = 2197.7$ MHz and the curve 4 $\alpha = 0$, which separates on curves 1 and 2 the sections corresponding to the VS-wave and VV-wave; 5 — straight line $f = ck_0/2\pi$ (color online)

первой и второй мод ООМСВ (кривые 1' и 2'), рассчитанные в магнитостатическом приближении. Также на рис. 2 показаны прямая $f = f_{\perp} = \omega_{\perp}/2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H\omega_M}/2\pi = 2197.7$ МГц (3) и кривая $\alpha = 0$ (4), которые отделяют на плоскости (f, k_z) и на зависимостях $f(k_z)$ области, соответствующие VS-, VV- и SS-типам волн.

Как видно из рис. 2, рассчитанные дисперсионные зависимости для обеих мод при больших значениях k_z совпадают с известными кривыми, полученными Дэймоном и Эшбахом для обратной объемной магнитостатической волны [11]. Кроме того, точные зависимости $f(k_z)$ для первых мод СВ в области, соответствующей VS-волне, имеют обратный характер, тогда как в области, соответствующей VV-волне, эти зависимости имеют еще и участок с прямым характером волны. Отметим, что в области VV-волн дисперсионная зависимость $f(k_z)$ для второй моды СВ (кривая 2) практически совпадает с кривыми 3 и 5. Также из рис. 2 видно, что ниже частоты $f_{\perp}$ имеется частотный интервал Δf_1 шириной ~ 4.87 МГц, в котором не может существовать первая мода СВ. Как показывают расчеты, с увеличением толщины пленки s ширина интервала Δf_1 также возрастает, причем зависимость $\Delta f_1(s)$ практически линейная и достаточно точно аппроксимируется прямой $\Delta f_1 = \xi s$, где коэффициент ξ (при данных параметрах H_0 , $4\pi M_0$ и ε_2) равен 0.122 МГц/мкм. То есть, например, в пластине ЖИГ толщиной $s = 400$ мкм первая мода СВ не будет возбуждаться ниже частоты $f_{\perp}$ в широком интервале частот — 48.7 МГц! В то же время для наиболее распространенных пленок ЖИГ толщиной до 20 мкм величина Δf_1 мала и не превышает 2.5 МГц.

На рис. 3, а приведены зависимости x -компонент волнового числа K_{x21} , k_{x22} и k_{x1} от постоянной распространения k_z для первой и второй мод СВ (кривые 1–4), а также зависимости

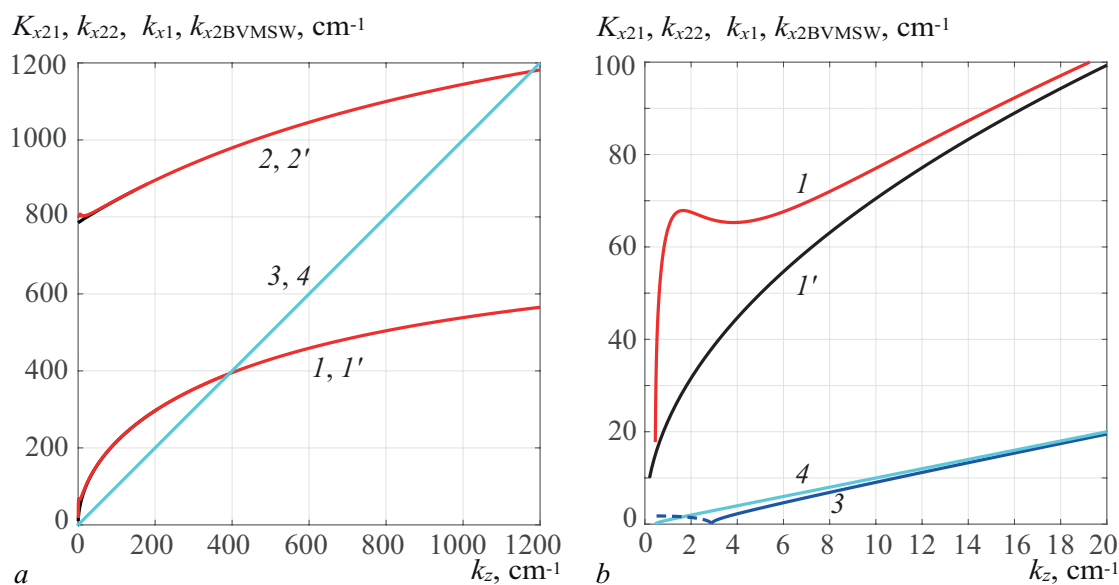


Рис. 3. Зависимости $K_{x21}(k_z)$ для первой и второй мод СВ (кривые 1 и 2), $k_{x22}(k_z)$ (кривая 3) и $k_{x1}(k_z)$ (кривая 4), а также зависимости $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ для первой и второй мод ООМСВ (кривые 1' и 2'): а — общий вид, б — вид в области малых значений k_z . Кривые 1' и 2' рассчитаны в магнитостатическом приближении, а кривые 1–4 — без него. Зависимость $k_{x22}(k_z)$, описываемая сплошным участком кривой 3 является общей для всех мод VS-волны; штриховой участок кривой 3 соответствует VV-волне, характеризующейся мнимыми значениями k_{x22} (цвет онлайн)

Fig. 3. Dependences $K_{x21}(k_z)$ for the first two modes of the VS wave (curves 1 and 2), $k_{x22}(k_z)$ (curve 3) and $k_{x1}(k_z)$ (curve 4); here also are shown dependences $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ for the first two BVMSW modes (curves 1' and 2'); а — general view, б — view in the region of small k_z values. Curves 1' and 2' were calculated in magnetostatic approximation, and curves 1–4 — without it. The dependence $k_{x22}(k_z)$ described by the solid section of curve 3, is common for all VS wave modes; the dashed section of curve 3 corresponds to the VV wave, characterized by imaginary values of k_{x22} (color online)

$k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$, описывающие распределение магнитного потенциала Ψ для первых двух мод ООМСВ по толщине феррита (кривые 1' и 2'), причем на рис. 3, *b* показаны эти же зависимости для малых значений $k_z < 20 \text{ см}^{-1}$. Здесь $k_{x1} = \sqrt{k_z^2 + k_y^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1}$ — x -компонента волнового числа, описывающая экспоненциальное спадание СВЧ-поля СВ в полупространствах 1 и 3 в соответствии с формулами (68)–(71) в [24]. Как видно из рис. 3, зависимости $K_{x21}(k_z)$ и $k_{x2\text{BVMSW}}(k_z)$ (см. кривые 1, 2 и 1', 2') значительно различаются для обеих мод при $k_z < \sim 20 \text{ см}^{-1}$ (для второй моды это различие заметно на рис. 3, *a* вблизи значения $K_{x21} \sim 800 \text{ см}^{-1}$).

Как следует из представленной теории, зависимость $k_{x22}(k_z)$ (кривая 3 на рис. 3) соответствует одновременно каждой из бесконечного числа мод СВ, причем значения k_{x22} практически совпадают со значениями постоянной распространения k_z за исключением области малых волновых чисел (см. рис. 3, *b*). Как видно из рис. 3, *b*, величина k_{x22} становится равной нулю при $k_z = 2.8 \text{ см}^{-1}$, что соответствует значению k_z в точке пересечения зависимости $f(k_z)$ с граничной кривой $\alpha = 0$ (то есть в точке пересечения кривой 1 и кривой 4 на рис. 2). При $k_z < \sim 2.8 \text{ см}^{-1}$ величина k_{x22} принимает мнимые значения, а СВ становится волной VV-типа (этим значениям k_{x22} соответствует штриховой участок кривой 3 на рис. 3, *b*).

Рассчитаем теперь соотношения между коэффициентами A , B , C и D , которые определяют вклад тригонометрических и экспоненциальных слагаемых в выражениях (22) и (30), описывающих распределение VS-волны по координате x . Для этого выразим коэффициенты B , C и D через коэффициент A в уравнениях системы (60). Рассчитанные соотношения B/A , C/A и D/A для первых двух мод спиновой VS-волны представлены на рис. 4 и 5.

Как видно из рис. 4 и 5, экспоненциальные слагаемые в выражениях (22) и (30) (амплитуду которых определяют коэффициенты C и D) могут вносить заметный вклад в распределение СВ по толщине ферритовой пластины: для первой моды СВ этот вклад заметен в интервале значений $k_0 < k_z < \sim 10 \text{ см}^{-1}$ (и в интервале частот $\sim 2180 \text{ МГц} < f < f_\perp$), а для второй моды СВ — в интервале значений $k_0 < k_z < \sim 20 \text{ см}^{-1}$ (и в интервале частот $\sim 2195 \text{ МГц} < f < f_\perp$).

Отметим здесь, что у читателей может возникнуть вопрос: какие измерения позволили бы однозначно отличить VS-моду от классической ООМСВ в эксперименте? Отвечая на такой

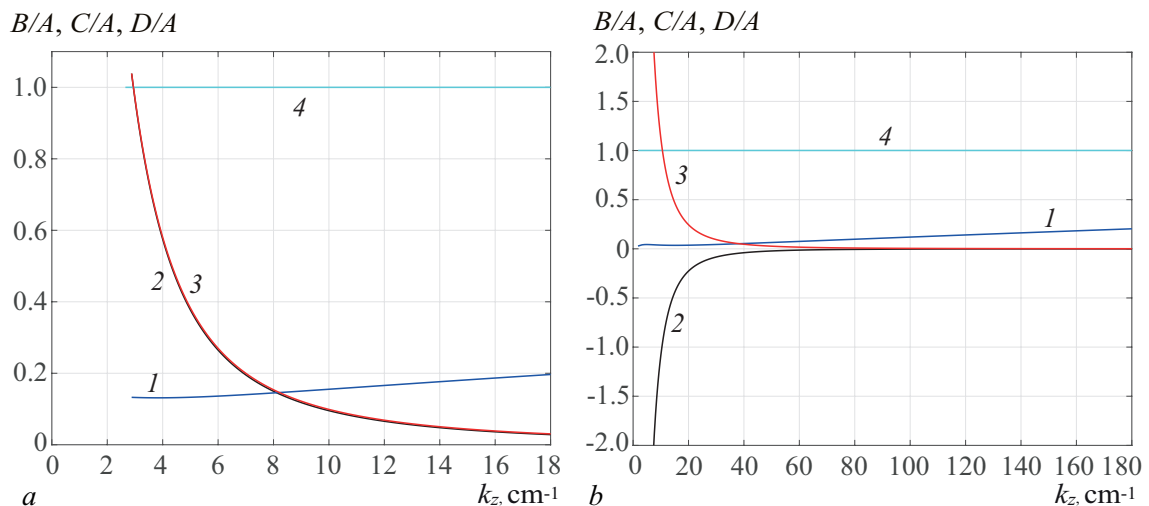


Рис. 4. Зависимости отношений коэффициентов B/A , C/A и D/A (кривые 1–3 соответственно) от постоянной распространения k_z для первой (*a*) и второй (*b*) мод VS СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине. Прямая 4 соответствует величине коэффициента A (то есть отношению $A/A \equiv 1$) (цвет онлайн)

Fig. 4. Dependences of the ratios of the coefficients B/A , C/A and D/A (curves 1–3, respectively) on the propagation constant k_z for the first (*a*) and second (*b*) modes of the VS SW in a tangentially magnetized ferrite plate. Straight line 4 corresponds to the value of the coefficient A (i.e., the ratio $A/A \equiv 1$) (color online)

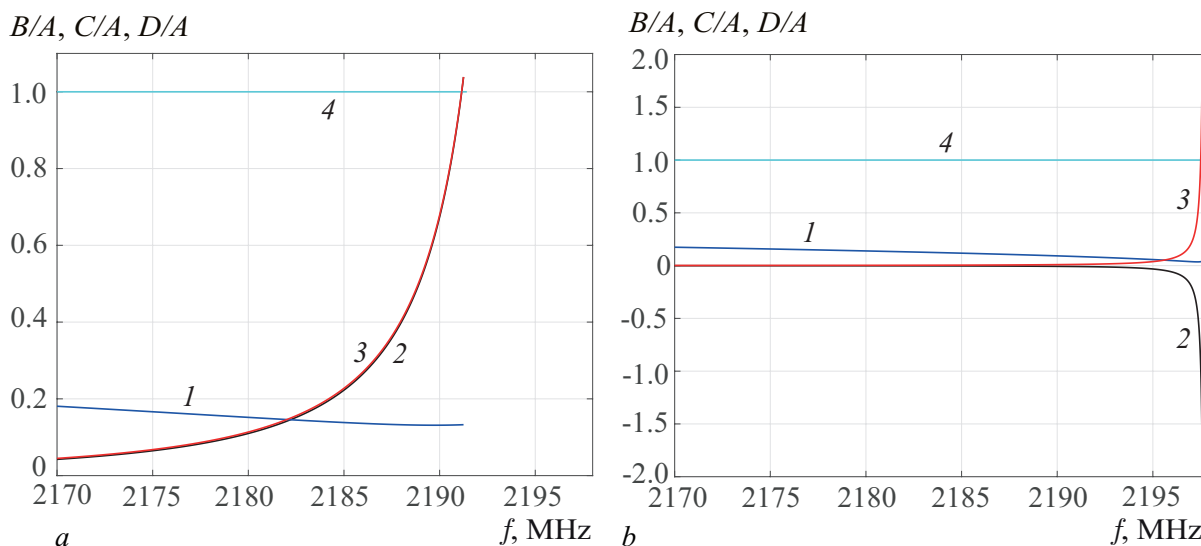


Рис. 5. Зависимости отношений коэффициентов B/A , C/A и D/A (кривые 1–3 соответственно) от частоты f для первой (а) и второй (б) мод VS СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине. Прямая 4 соответствует величине коэффициента A (то есть отношению $A/A \equiv 1$) (цвет онлайн)

Fig. 5. Dependences of the ratios of the coefficients B/A , C/A and D/A (curves 1–3, respectively) on the frequency f for the first (a) and second (b) modes of the VS CB in a tangentially magnetized ferrite plate. Straight line 4 corresponds to the value of the coefficient A (i.e., the ratio $A/A \equiv 1$) (color online)

вопрос, заметим, что в *реальном* эксперименте *всегда* возбуждается (и ранее *всегда* возбуждалась!) *реальная* СВ, дисперсионная зависимость которой соответствует VV- и VS-волнам, а не ООМСВ, у которой, в соответствии с теорией Дэймона–Эшбаха [11], $k \rightarrow 0$ при $f \rightarrow f_{\perp}$. Как видно из рис. 2, дисперсионные зависимости первой моды VV- и VS-волн и дисперсионная зависимость первой моды ООМСВ сильно различаются для интервала волновых чисел $k < 5 \text{ см}^{-1}$, где магнитостатическое приближение и теория [11] несправедливы. Однако именно для этого интервала волновых чисел дисперсионная зависимость *реальных* СВ никогда не измерялась. Если же поставить эксперимент по измерению дисперсионной зависимости *реальных* СВ, возбуждающихся ниже частоты $f_{\perp}$, то такой эксперимент покажет, что на дисперсионной зависимости первой моды *реальной* СВ *всегда* будет наблюдаться максимум, имеющийся на кривой 1 рис. 2, б при значении $k \sim 1.5 \text{ см}^{-1}$, и, следовательно, докажет справедливость представленной выше теории.

Заключение

Аналитически, без использования приближений, получено дисперсионное уравнение для объемно-поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль касательно намагниченного бигиротропного слоя в произвольном направлении. Показано, что распределение амплитуд СВЧ-полей волны внутри бигиротропного слоя описывают два волновых числа K_{x21} и k_{x22} , которые входят соответственно в тригонометрические и экспоненциальные функции и определяют объемное и поверхностное распределение волны. Представленное в работе дисперсионное уравнение может быть использовано для расчета характеристик объемно-поверхностных электромагнитных волн в различных анизотропных слоях, являющихся частными случаями бигиротропного слоя.

На основе полученных результатов исследованы характеристики обратной объемно-поверхностной спиновой волны в ферритовой пластине (являющейся частным случаем бигиротропного слоя). Для случая распространения волны вдоль внешнего магнитного поля рассчитаны диспер-

сионные зависимости двух первых мод этой волны, а также коэффициенты и волновые числа, определяющие поверхностную и объемную части распределения волны по толщине феррита. Проведено сравнение этих характеристик с аналогичными характеристиками для обратной объемной магнитостатической волны, распределение которой по толщине феррита характеризует одно волновое число. Найдено, что на частотах, лежащих вблизи ферромагнитного резонанса пластины, и при малых значениях постоянной распространения $k_z \lesssim 10 \text{ см}^{-1}$ указанные характеристики существенно различаются.

Список литературы

1. Никитов С. А., Сафин А. Р., Калябин Д. В., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Логунов М. В., Морозова М. А., Одинцов С. А., Осокин С. А., Шараевская А. Ю., Шараевский Ю. П., Кирилюк А. И. Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам // УФН. 2020. Т. 190, № 10. С. 1009–1040. DOI: 10.3367/UFNr.2019.07.038609.
2. Pirro P., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B. Advances in coherent magnonics // Nat. Rev. Mater. 2021. Vol. 6. P. 1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
3. Chumak A., Kabos P., Wu M., Abert C., Adelmann C., Adeyeye A., Åkerman J., Aliev F. G., Anane A., Awad A., Back C. H., Barman A., Bauer G. E. W., Becherer M., Beginin E. N., Bittencourt V. A. S. V., Blanter Y. M., Bortolotti P., Boventer I., Bozhko D. A., Bunyaev S. A., Carmiggelt J. J., Cheenikundil R. R., Ciubotaru F., Cotozana S., Csaba G., Dobrovolskiy O. V., Dubs C., Elyasi M., Fripp K. G., Fulara H., Golovchanskiy I. A., Gonzalez-Ballesteros C., Graczyk P., Grundler D., Gruszecki P., Gubbiotti G., Guslienko K., Haldar A., Hamdioui S., Hertel R., Hillebrands B., Hioki T., Houshang A., Hu C.-M., Huebl H., Huth M., Iacocca E., Jungfleisch M. B., Kakazei G. N., Khitun A., Khymyn R., Kikkawa T., Kläui M., Klein O., Klos J. W., Knauer S., Koraltan S., Kostylev M., Krawczyk M., Krivorotov I. N., Kruglyak V. V., Lachance-Quirion D., Ladak S., Lebrun R., Li Y., Lindner M., Macêdo R., Mayr S., Melkov G. A., Mieszczyk S., Nakamura Y., Nembach H. T., Nikitin A. A., Nikitov S. A., Novosad V., Otafora J. A., Otani Y., Papp A., Pigeau B., Pirro P., Porod W., Porrati F., Qin H., Rana B., Reimann T., Riente F., Romero-Isart O., Ross A., Sadovnikov A. V., Safin A. R., Saitoh E., Schmidt G., Schultheiss H., Schultheiss K., Serga A. A., Sharma S., Shaw J. M., Suess D., Surzhenko O., Szulc K., Taniguchi T., Urbánek M., Usami K., Ustinov A. B., van der Sar T., van Dijken S., Vasyuchka V. I., Verba R., Kusminskiy S. V., Wang Q., Weides M., Weiler M., Wintz S., Wolski S. P., Zhang X. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // IEEE Transactions on Magnetism. 2022. Vol. 58, no. 6. P. 0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.
4. Никитов С. А., Филимонов Ю. А. Спиновые волны в магнитных микроструктурах: магнонная логика и обработка информации // РЭ. 2025. Т. 70, № 4. С. 292–331. DOI: 10.7868/S3034590125040017.
5. Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
6. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1960. 407 с.
7. Ваннэ Г. М. СВЧ устройства на магнитостатических волнах // Обзоры по электронной технике. Серия. 1. Электроника СВЧ. № 8(1060). М.: ЦНИИ «Электроника», 1984. 80 с.
8. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. гос. ун-та, 1993. 312 с.
9. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
10. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves. Theory and Applications. New-York: Springer, 2009. 348 p. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
11. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol. 19, no. 3–4. P. 308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.

12. *Ruppin R.* Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 62. P. 11–15. DOI: 10.1063/1.339169.
13. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // *РЭ.* 2001. Т. 46, № 6. С. 729–738.
14. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Характеристики поверхностной магнитостатической волны в структуре феррит-диэлектрик, помещенной в медленно меняющееся неоднородное магнитное поле // *РЭ.* 2001. Т. 46, № 10. С. 1257–1265.
15. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // *РЭ.* 2002. Т. 47, № 1. С. 97–102.
16. *Гришин С. В.* Распространение и взаимодействие сигналов при возбуждении магнитостатических волн в нелинейных линиях передачи: дисс ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. Саратов: СГУ, 2006. 173 с.
17. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // *УФН.* 2011. Т. 181, № 3. С. 293–304. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201103c.0293.
18. *Вяткина С. А., Бабичев Р. К., Иванов В. Н.* Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой пленке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания // *Электромагнитные волны и электромагнитные системы.* 2011. Т. 16, № 10. С. 64–70.
19. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // *РЭ.* 2012. Т. 57, № 5. С. 541–549.
20. *Локк Э. Г.* Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) // *РЭ.* 2014. Т. 59, № 7. С. 711–721. DOI: 10.7868/S0033849414050040.
21. *Локк Э. Г.* Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // *РЭ.* 2016. Т. 61, № 1. С. 35–44. DOI: 10.7868/S0033849415100095.
22. *Вашковский А. В., Локк Э. Г.* Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // *РЭ.* 2016. Т. 61, № 8. С. 746–756. DOI: 10.7868/S0033849416080143.
23. *Гришин С. В., Богомолова А. В., Никитов С. А.* Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных полупроводников для терагерцового диапазона частот // *Письма в ЖТФ.* 2022. Т. 48, № 5. С. 39–42. DOI: 10.21883/PJTF.2022.05.52156.18955.
24. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Электромагнитные волны в касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером анализа характеристик спиновых волн в ферритовой пластине) // *УФН.* 2024. Т. 194, № 12. С. 1330–1344. DOI: 10.3367/UFNr.2024.09.039768.
25. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // *РЭ.* 2023. Т. 68, № 9. С. 884–892. DOI: 10.31857/S0033849423090152.
26. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Изочастотные зависимости спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2024. Т. 88, № 11. С. 1676–1682. DOI: 10.31857/S0367676524110018.
27. *Локк Э. Г., Герус С. В.* Энергетические характеристики поверхностной электромагнитной волны в касательно намагниченном бигиротропном слое на примере расчета характеристик спиновой волны в ферритовой пластине // *РЭ.* 2025. Т. 70, № 10. С. 956–967. DOI: 10.7868/S3034590125100096.

28. Локк Э. Г., Луговской А. В., Герус С. В. Взаимосвязь между вектором Пойнтинга и вектором групповой скорости электромагнитных волн в бигиротропной среде // РЭ. 2021. Т. 66, № 7. С. 662–672. DOI: 10.31857/S003384942107007X.
29. Lock E. G., Gerus S. V. Relative orientations of the Poynting and group velocity vectors for electromagnetic waves propagating in an arbitrary direction in an unbounded bi-gyrotropic medium // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. Vol. 88, no. 11. P. 1774–1781. DOI: 10.1134/S1062873824708249.

References

1. Nikitov SA, Safin AR, Kalyabin DV, Sadovnikov AV, Beginin EN, Logunov MV, Morozova MA, Odintsov SA, Osokin SA, Sharaevskaya AYU, Sharaevsky YuP, Kirilyuk AI. Dielectric magnonics: from gigahertz to terahertz. *Phys. Usp.* 2020;63:945–974. DOI: 10.3367/UFNe.2019.07.038609.
2. Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Advances in coherent magnonics. *Nat. Rev. Mater.* 2021;6:1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
3. Chumak A, Kabos P, Wu M, Abert C, Adelmann C, Adeyeye A, Åkerman J, Aliev FG, Anane A, Awad A, Back CH, Barman A, Bauer GEW, Becherer M, Beginin EN, Bittencourt VASV, Blanter YM, Bortolotti P, Boventer I, Bozhko DA, Bunyaev SA, Carmiggelt JJ, Cheenikundil RR, Ciubotaru F, Cotofana S, Csaba G, Dobrovolskiy OV, Dubs C, Elyasi M, Fripp KG, Fulara H, Golovchanskiy IA, Gonzalez-Ballester C, Graczyk P, Grundler D, Gruszecki P, Gubbiotti G, Gusliencko K, Haldar A, Hamdioui S, Hertel R, Hillebrands B, Hioki T, Houshang A, Hu C-M, Huebl H, Huth M, Iacocca E, Jungfleisch MB, Kakazei GN, Khitun A, Khymyn R, Kikkawa T, Kläui M, Klein O, Klos JW, Knauer S, Koraltan S, Kostylev M., Krawczyk M, Krivorotov IN, Kruglyak VV, Lachance-Quirion D, Ladak S, Lebrun R, Li Y, Lindner M, Macêdo R, Mayr S, Melkov GA, Mieszczyk S, Nakamura Y, Nembach HT, Nikitin AA, Nikitov SA, Novosad V, Otalora JA, Otani Y, Papp A, Pigeau B, Pirro P, Porod W, Poratti F., Qin H., Rana B, Reimann T, Riente F, Romero-Isart O, Ross A, Sadovnikov AV, Safin AR, Saitoh E, Schmidt G, Schultheiss H, Schultheiss K, Serga AA, Sharma S, Shaw JM, Suess D, Surzhenko O, Szulc K, Taniguchi T, Urbánek M, Usami K, Ustinov AB, van der Sar T, van Dijken S, Vasyuchka VI, Verba R, Kusminskiy SV, Wang Q, Weides M, Weiler M, Wintz S, Wolski SP, Zhang X. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing. *IEEE Transactions on Magnetics.* 2022;58(6):0800172. DOI: 10.1109/TMAG.2022.3149664.
4. Nikitov SA, Philimonov YuA. Spin waves in magnetic microstructures: magnon logic and information processing. *J. Commun. Technol. Electron.* 2025;70:292–331. DOI: 10.7868/S3034590125040017.
5. Akhiezer AI, Bar'yakhtar VG. *Spin Waves*. Amsterdam: North-Holland Pub; 1968. 369 p.
6. Gurevich AG. *Ferrites at Microwave Frequencies*. New York: Consultants Bureau; 1963. 329 p.
7. Vapne GM. VHF Structure in Magnetostatic Waves. In: *Reviews on Electronic Technology. Series. 1. Microwave Electronics*. M.: Elektronika; 1984. No. 8(1060). 80 p.
8. Vashkovsky AV, Stalmakhov VS, Sharaevsky YuP. *Magnetostatic Waves in Microwave Electronics*. Saratov: Saratov State University Publishing; 1993. 312 p. (in Russian).
9. Gurevich AG, Melkov GA. *Magnetic Oscillations and Waves*. Boca Raton: CRC Press; 2020. 464 p.
10. Stancil DD, Prabhakar A. *Spin Waves. Theory and Applications*. New York: Springer; 2009. 348 p. DOI: 10.1007/978-0-387-77865-5.
11. Damon RW, Eshbach JR. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *J. Phys. Chem. Solids.* 1961;19(3–4):308–320. DOI: 10.1016/0022-3697(61)90041-5.
12. Rupp R. Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab. *J. Appl. Phys.* 1987;62:11–15. DOI: 10.1063/1.339169.

13. Vashkovsky AV, Lock EG. Influence of dielectric substrate and magnetic losses on dispersion and properties of surface magnetostatic wave. *J. Commun. Technol. Electron.* 2001;46(6):729–738 (in Russian).
14. Vashkovsky AV, Lock EG. Characteristics of a surface magnetostatic wave in a ferrite-dielectric structure placed in a slowly changing non-uniform magnetic field. *J. Commun. Technol. Electron.* 2001;46(10):1257–1265 (in Russian).
15. Vashkovsky AV, Lock EG. Surface magnetostatic waves in a ferrite-dielectric structure surrounded by half-spaces with negative permittivity. *J. Commun. Technol. Electron.* 2002;47(1):97–102 (in Russian).
16. Grishin SV. Propagation and Interaction of Signals During Excitation of Magnetostatic Waves in Nonlinear Transmission Lines. PhD Thesis. Saratov: Saratov State University; 2006. 173 p. (in Russian).
17. Vashkovsky AV, Lock EG. On the relationship between magnetostatic wave energy and dispersion characteristics in ferrite structures. *Phys. Usp.* 2011;54:281–290. DOI: 10.3367/UFNe.0181.201103c.0293.
18. Vyatkina SA, Babichev RK, Ivanov VN. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized ferrite film propagating at an angle to the magnetization field. *Electromagnetic Waves and Electromagnetic Systems.* 2011;16(10):64–67 (in Russian).
19. Vashkovskii AV, Lokk EG. The physical properties of a backward magnetostatic wave described on the basis of the Maxwell equations. *J. Commun. Technol. Electron.* 2012;57:490–497. DOI: 10.1134/S1064226912050105.
20. Lokk EG. Spin waves in a dielectric/ferrite/dielectric structure adjoining magnetic walls or perfect conductors: The analysis based on Maxwell's equations. *J. Commun. Technol. Electron.* 2014;59:767–776. DOI: 10.1134/S1064226914050040.
21. Lokk EG. The structure of high-frequency fields of a surface spin wave in a tangentially magnetized ferrite plate. *J. Commun. Technol. Electron.* 2016;61:33–41. DOI: 10.1134/S1064226915100095.
22. Lokk EG, Vashkovsky AV. The influence of a metal screen and magnetic wall on the vector line pattern of the high-frequency field of a surface spin wave. *J. Commun. Technol. Electron.* 2016;61:877–886. DOI: 10.1134/S1064226916080143.
23. Grishin SV, Bogomolova AV, Nikitov SA. Double negative media based on antiferromagnetic semiconductors for the terahertz frequency range. *Tech. Phys. Lett.* 2024;50:182–185. DOI: 10.1134/S1063785023180049.
24. Lock EG, Gerus SV. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized bi-gyrotropic layer (with an example of analysis of spin wave characteristics in a ferrite plate). *Phys. Usp.* 2024;67:1257–1270. DOI: 10.3367/UFNe.2024.09.039768
25. Lock EG, Gerus SV. Electromagnetic waves in a tangentially magnetized one-side metallized bigyrotropic layer (Example of calculating the spin wave characteristics). *J. Commun. Technol. Electron.* 2023;68:971–978. DOI: 10.1134/S1064226923090152.
26. Lock EG, Gerus SV. Isofrequency dependences of spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate adjoining a perfect magnetic wall. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2024;88:1669–1674. DOI: 10.1134/S1062873824708031.
27. Lock EG, Gerus SV. Energy characteristics of a surface electromagnetic wave in a tangentially magnetized bigyrotropic layer using the example of calculating the characteristics of a spin wave in a ferrite plate. *J. Commun. Technol. Electron.* 2025;70(10):956–967 (in Russian). DOI: 10.7868/S3034590125100096.
28. Lock EG, Lugovskoi AV, Gerus SV. Relation between the Poynting and group velocity vectors of electromagnetic waves in a bi-gyrotropic medium. *J. Commun. Technol. Electron.* 2021;66:834–843. DOI: 10.1134/S106422692107007X.

29. Lock EG, Gerus SV. Relative orientations of the Poynting and group velocity vectors for electromagnetic waves propagating in an arbitrary direction in an unbounded bi-gyrotropic medium. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024;88:1774–1781. DOI: 10.1134/S1062873824708249.



Локк Эдвин Гарриевич — родился в г. Ханларе (ранее — Еленендорф, ныне Гей-Гёль) Азербайджанской ССР (1961). Окончил Московский энергетический институт (1984) и поступил на работу в ИРЭ АН СССР, где защитил диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1992, Фрязино) и доктора физико-математических наук (2008, Москва) по специальности «Физика магнитных явлений». Работает в должности главного научного сотрудника. С 2002 года по настоящее время руководит лабораторией по исследованию СВЧ-свойств ферромагнетиков ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. Научные интересы: спиновые волны, ферритовые структуры и метаматериалы, а также физические явления и эффекты, возникающие с участием спиновых волн. Имеет около 290 публикаций, в том числе 91 статью и 4 изобретения.

Россия, Московская область, 141195 Фрязино, пл. Введенского, 1
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru
ORCID: 0000-0003-0635-7687
AuthorID (eLibrary.Ru): 26997



Герус Сергей Валерианович — родился в Москве (1947). Окончил МФТИ (1971) и аспирантуру МФТИ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1974) и доктора физико-математических наук (по специальности «Физика магнитных явлений», 2010). С 1974 года работает в ФИРЭ РАН, в настоящее время — в должности ведущего научного сотрудника. Имеет более 200 научных трудов.

Россия, Московская область, 141195 Фрязино, пл. Введенского, 1
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В. А. Котельникова РАН
E-mail: sgerus@yandex.ru
ORCID: 0000-0002-1611-6484
AuthorID (eLibrary.Ru): 26995