

05,13

## Магнон-фононное взаимодействие в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ

© В.В. Тихонов, В.А. Губанов, А.В. Садовников

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
Саратов, Россия

E-mail: tvlad4@yandex.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Показано, что в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ возникают эффекты коллинеарного магнитоупругого взаимодействия обменных спиновых (ОСВ) и акустических волн (АВ). Наиболее интенсивное взаимодействие происходит на частотах фазового синхронизма ОСВ и АВ. При этом появляются эффекты гибридизации и преобразования энергии ОСВ → АВ. Выполнение условия синхронизма обеспечивается трансформацией длин ОСВ в пределах толщины переходного слоя. Вдали от точек синхронизма связь ослабляется, волны распространяются независимо друг от друга. При этом акустическая волна может беспрепятственно излучаться вглубь немагнитной подложки пленки железиттриевого граната. В перспективе это может быть полезным для обеспечения фононной связи спин-волновых возбуждений в пленках, расположенных на противоположных сторонах немагнитной подложки.

**Ключевые слова:** спиновые волны, магنونика, фотоника, эпитаксиальные пленки.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51310.32H

### 1. Введение

Дальнейшее развитие магнонной спинтроники стимулирует поиск новых механизмов транспорта спинового момента [1]. В частности исследуются возможности переноса спина когерентными фононами в композитных структурах, состоящих из ферромагнитных и акустических слоев [2,3]. Такие структуры получили название магнитоакустические метаматериалы [4]. К их числу относятся пленочные структуры железиттриевого граната (ЖИГ), выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Структуры ЖИГ–ГГГ имеют ряд существенных преимуществ: ЖИГ обладает наименьшими магнитными потерями [5,6]; монокристаллы ЖИГ и ГГГ являются превосходными звукопроводами [7–9]; акустические импедансы в ЖИГ и ГГГ практически совпадают [10].

Магнострикционные свойства ЖИГ обуславливали возможность гибридизации спиновых волн (магнонов) с акустическими волнами (фононами). Однако для наблюдения эффектов гибридизации необходимо было обеспечить условие фазового синхронизма [11–14]. Иными словами требовалось возбуждение обменных спиновых волн (ОСВ) сравнимых по длине волны с акустическими волнами (АВ). Первоначально проблема возбуждения коротковолновых ОСВ решалась за счет уменьшения длины электромагнитной волны в неоднородном магнитном поле. Неоднородность внутреннего поля феррита обеспечивалась полями размагничивания на торцевых поверхностях массивных образцов цилиндрической формы [15,16]. Эффекты гибридизации и, соответственно, преобразования ОСВ → АВ возникали

в окрестности точек пересечения парциальных законов дисперсии ОСВ и АВ. При этом в массивном образце возбуждались высокодобротные акустические резонансы.

Впоследствии аналогичные эффекты были обнаружены в пленках ЖИГ [17,18]. Отличие состояло в том, что локальная неоднородность внутреннего поля создавалась ионной имплантацией поверхностного слоя пленки ЖИГ. При этом возбуждались обменные спиновые и акустические волны, которые распространялись в поперечном направлении пленки. В импульсном режиме их можно было наблюдать в виде двух серий отраженных эхоимпульсов. Импульсы ОСВ отражались от противоположной поверхности пленки, а импульсы АВ излучались вглубь подложки ГГГ и отражались от ее противоположной поверхности. Аналогичные эффекты были обнаружены в специально изготовленных пленках ЖИГ с неоднородной намагниченностью насыщения по всей толщине пленки [19]. В недавних работах [20,21] было обнаружено эффективное возбуждения коротковолновых ОСВ в серийных образцах пленок ЖИГ. Волны возбуждались в тонком переходном слое на внутренней поверхности пленки ЖИГ. Их также можно было наблюдать либо в виде отраженных эхоимпульсов ОСВ, либо в виде стоячих волн на дискретных частотах спин-волновых резонансов.

Существование переходного слоя в пленке ЖИГ было обусловлено диффузией немагнитных ионов  $Gd^{3+}$ ,  $Ga^{3+}$  подложки ГГГ ( $Gd_3Ga_5O_{12}$ ), замещающих магнитные ионы  $Y^{3+}$ ,  $Fe^{3+}$  пленки ЖИГ ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ) [22–24]. Это одинаково касалось пленок ЖИГ, выращенных

методом жидкофазной эпитаксии [22,23] и методом ионно-лучевого распыления [24]. Было установлено, что в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, толщина переходного слоя может составлять  $0.2-0.5 \mu\text{m}$  [23].

В настоящей работе исследовалась возможность гибридизации обменных спиновых и акустических волн в переходном слое пленки ЖИГ. Были сделаны оценки интенсивности возбуждения акустических волн при заданной интенсивности обменных спиновых волн.

## 2. Структура и численное исследование

Геометрия задачи представлена на вставке рис. 1, а. Рассматривалась двухслойная структура ЖИГ–ГГГ, на внутренней границе которой имелся тонкий переходный слой. Распределение намагниченности в переходном слое описывалось функцией  $M(z) = M_0[1 - \exp(-\sigma z)]$ , где  $M_0 = 140 \text{ G}$  — намагниченность чистого ЖИГ,  $\sigma$  — параметр распределения намагниченности по толщине пленки. В дальнейших расчетах использовалось значение параметра  $\sigma = 82093 \text{ cm}^{-1}$ , полученное в работах [20,21]. Намагничивающее поле  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}$  ориентировалось по нормали к поверхности пленки, как показано на вставке рис. 1, а.

Решалась задача взаимодействия обменных спиновых и сдвиговых упругих волн, распространяющихся в направлении волнового вектора  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0$ . Решения искали в виде плоских волн циркулярной поляризации  $m_{\pm} \exp[i(\omega t - kz)]$ ,  $u_{\pm} \exp[i(\omega t - kz)]$ , где  $m_{\pm} = m_x \pm im_y$  и  $u_{\pm} = u_x \pm iu_y$  — амплитуды прецессии вектора спонтанной намагниченности  $\mathbf{m}$  и вектора упругого смещения  $\mathbf{u}$ ,  $k$  — волновое число связанных волн,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота. Для простоты изложения затухание волн и кристаллографическая анизотропия пленки ЖИГ не учитывались.

Совместно решались уравнение Ландау–Лифшица, записанное с учетом неоднородного обмена, и уравнение движения упругой среды. С учетом сделанных ограничений эти уравнения приводились к виду [25,26]

$$[\omega \mp (\omega_H + \eta k^2)]m_{\pm} = -ik\gamma B_2 u_{\pm}, \quad (1a)$$

$$(\omega^2 - v_{\perp}^2 k^2)u_{\pm} = ik \frac{B_2}{\rho M} m_{\pm}. \quad (1b)$$

где  $\omega_H = \gamma[H_0 - 4\pi M(z)]$ ,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$  — гиромангнитное отношение,  $\eta = 8.62 \cdot 10^6 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$  — постоянная неоднородного обмена,  $B_2 = 6.96 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  — релятивистская магнитоупругая постоянная,  $v_{\perp} \approx 3.84 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$  — скорость сдвиговых упругих волн,  $\rho \approx 5.17 \text{ g/cm}^3$  — плотность ЖИГ. Следует отметить, что замещение магнитных ионов  $\text{Fe}^{3+}$  немагнитными ионами  $\text{Ga}^{3+}$  в переходной области ЖИГ/ГГГ приведет к изменению не только намагниченности пленки, но и постоянных  $\eta$  и  $B_2$ . Однако в тех случаях, когда

замещение ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Ga}^{3+}$  в октаэдрической подрешетке оказывается выше, чем в тетраэдрической, величина намагниченности снижается быстрее, чем  $\eta$  и  $B_2$  [27–29]. Далее мы будем считать, что выполняется именно такой случай и значения  $\eta$  и  $B_2$  будем считать постоянными.

В дальнейшем нас интересовало наиболее интенсивное взаимодействие правополяризованных волн. Для этого случая связанные уравнения (1a), (1b) можно было представить в более удобном виде

$$(k_{m0}^2 - k^2)m_{+} = -ik \frac{\gamma B_2}{\eta} u_{+}, \quad (2a)$$

$$(k_{s0}^2 - k^2)u_{+} = ik \frac{B_2}{\rho v_{\perp}^2 M} m_{+}, \quad (2b)$$

где  $k_{m0} = \sqrt{(\omega - \omega_H)/\eta}$  и  $k_{s0} = \omega/v_{\perp}$  — волновые числа несвязанных ОСВ и АВ. Из уравнений (2a) и (2b) нетрудно было получить дисперсионное уравнение гибридных магнитоакустических волн

$$(k_{m0}^2 - k^2)(k_{s0}^2 - k^2) = \frac{\xi}{\alpha} k^2, \quad (3)$$

где  $\xi = B_2^2/(\rho v_{\perp}^2 M^2)$  — безразмерный параметр магнитоупругой связи. Также можно было получить отношение квадратов амплитуд гибридных волн

$$\frac{u_{\pm}^2}{m_{\pm}^2} = \frac{\alpha}{\rho v_{\perp}^2} \frac{(k_{m0}^2 - k_m^2)k_s}{(k_{s0}^2 - k_s^2)k_m}. \quad (4)$$

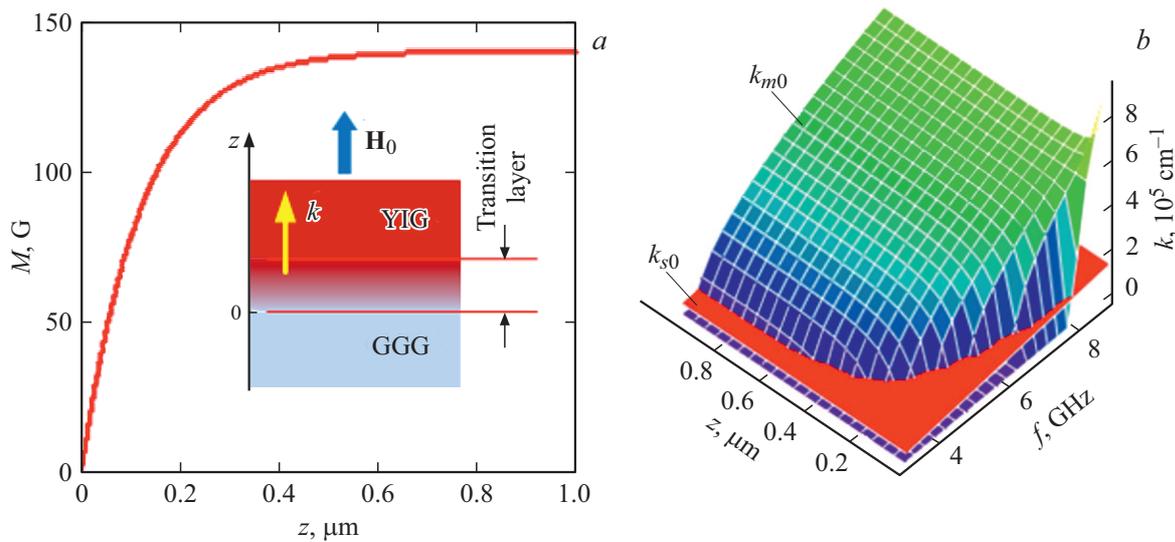
Уравнение (3) имело простое аналитическое решение относительно волнового числа

$$k_{m,s} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( k_{m0}^2 + k_{s0}^2 + \frac{\xi}{\alpha} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( k_{m0}^2 + k_{s0}^2 + \frac{\xi}{\alpha} \right)^2 - k_{m0}^2 k_{s0}^2}}, \quad (5)$$

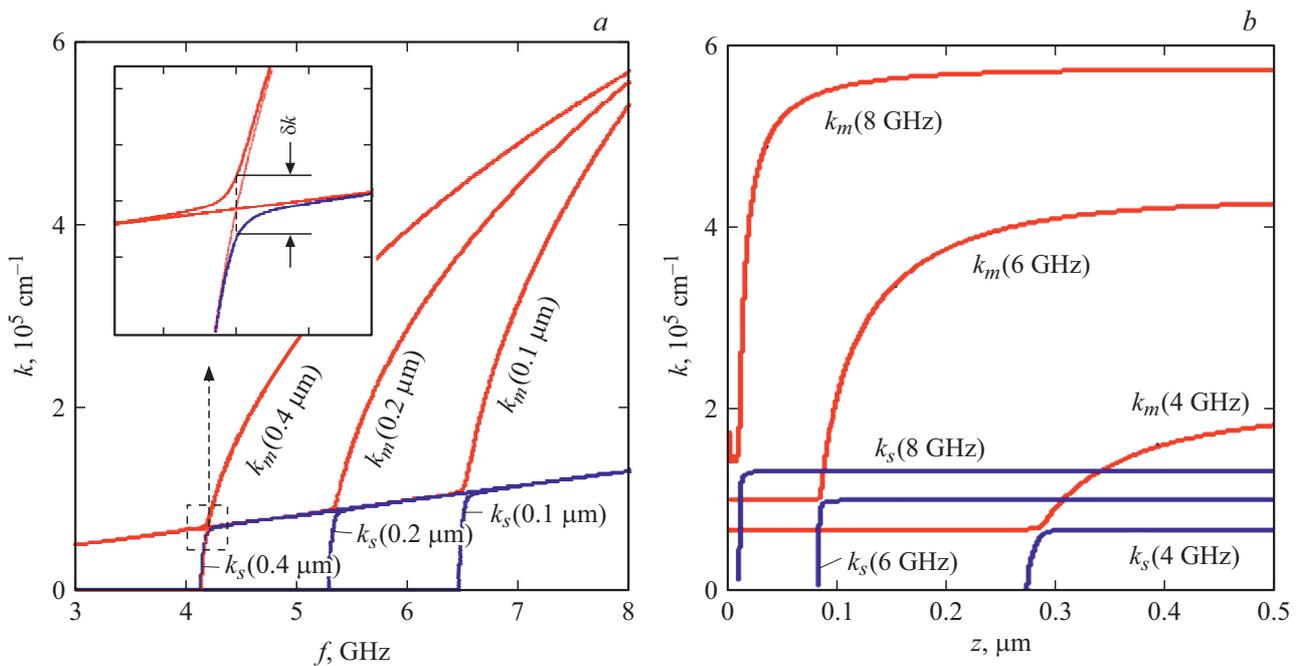
где знак (+) соответствовал волновому числу магнитной составляющей гибридной волны  $k_m$ , а знак (–) — волновому числу упругой составляющей  $k_s$ .

Выражение (4) само по себе не имело смысла, поскольку представляло собой отношение величин разной размерности. Тем не менее, оно было необходимо для расчета отношения величин потоков мощности  $\chi = \Pi_s / \Pi_m$ , переносимых упругой  $\Pi_s = (1/2)\rho\omega^2 u_{\pm}^2 v_{sg}$  и магнитной составляющей  $\Pi_m = (1/2)[(H_0 - 4\pi M)/M]m_{\pm}^2 v_{mg}$  гибридной волны [26]. Здесь  $v_{sg} = (\partial k_s / \partial \omega)^{-1}$  и  $v_{mg} = (\partial k_m / \partial \omega)^{-1}$  — групповые скорости упругой и магнитной составляющей. С учетом (4) нетрудно было получить формулу расчета отношения потоков мощности в виде

$$\chi = \frac{k_{s0}^2 \eta}{\omega_H} \frac{(k_{m0}^2 - k_m^2)k_s}{(k_{s0}^2 - k_s^2)k_m} \frac{v_{sg}}{v_{mg}}. \quad (6)$$



**Рис. 1.** Результаты предварительных расчетов: (а) распределение намагниченности в переходном слое пленки ЖИГ (на вставке: геометрия задачи); (б) парциальные законы дисперсии обменных спиновых волн  $k_{m0}(f, z)$  и акустических волн  $k_{s0}(f)$ .



**Рис. 2.** Дисперсия магнитоакустических волн: (а) магнитная составляющая гибридной волны  $k_m(f, z)$ , рассчитанная при фиксированных значениях координат  $z = 0.1, 0.2, 0.4 \mu\text{m}$ ; (б) акустическая составляющая гибридной волны  $k_s(f, z)$ , рассчитанная при фиксированных значениях частоты  $f = 4, 6, 8 \text{ GHz}$ .

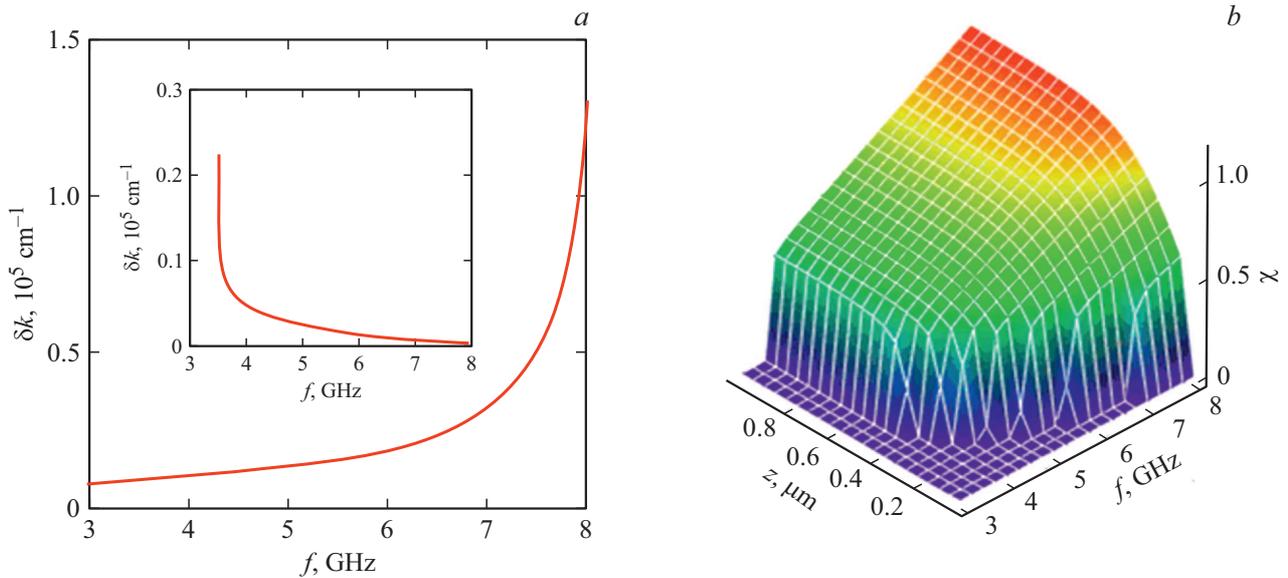
Ниже приведены результаты численных расчетов, которые проводились при фиксированном значении намагничивающего поля  $H_0 = 3000 \text{ Oe}$ . Расчетная зависимость распределения намагниченности  $M(z)$  без учета перемешивания ионов  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  представлена на графике рис. 1, а. Из графика следует, что толщина переходного слоя составляла приблизительно  $0.5 \mu\text{m}$ . В этой области исследовались условия гибридизации связанных волн. С этой целью строились 3d-графики

парциальных законов дисперсии ОСВ и АВ, которые с учетом координатной зависимости  $M(z)$  имели вид

$$k_{m0}(f, z) = \sqrt{\frac{2\pi f - \gamma[H_0 - 4\pi M(z)]}{\gamma\alpha M(z)}},$$

$$k_{s0}(f) = \frac{2\pi f}{v_{\perp}}. \tag{7}$$

Условие синхронизма ОСВ и АВ выполнялось в точках, расположенных на линии пересечения дисперси-



**Рис. 3.** Результаты расчета параметров связи (а) и интенсивности преобразования ОСВ  $\rightarrow$  АВ (b) в переходном слое ЖИГ–ГГ.

онных поверхностей  $k_{m0}(f, z)$  и  $k_{s0}(f)$ , как показано на рис. 1, b.

На графике рис. 1, b хорошо видно, что в пределах толщины переходного слоя существует широкая полоса частот, в которой выполняются условия гибридации ОСВ и АВ, причем координаты точек гибридации  $z_0$  зависят от частоты возбуждения. Используя условие синхронизма  $k_{m0}(f, z_0) = k_{s0}(f)$ , нетрудно было получить частотную зависимость  $z_0(f)$  в следующем виде

$$z_0(f) = \frac{1}{\sigma} \times \ln \left[ \frac{(2\pi f)^2 / v_{\perp}^2 - 4\pi/\alpha}{(2\pi f)^2 / v_{\perp}^2 - [2\pi f - \gamma(H_0 - 4\pi M_0)] / \gamma \alpha M_0} \right]. \quad (8)$$

График зависимости  $z_0(f)$  представлен на вставке рис. 3, a.

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости магнитной  $k_m(f, z)$  и упругой составляющей гибридной волны  $k_s(f, z)$ , рассчитанные при фиксированных значениях координат (рис. 2, a) и при фиксированных значениях частоты (рис. 2, b). В обоих случаях вблизи точек синхронизма  $z_0(f)$  возникала раздвижка дисперсионных ветвей, как показано на вставке рис. 2, a. При этом ширина щели  $\delta k(f) = k_m(f, z_0(f)) - k_s(f, z_0(f))$  существенно зависела от частоты возбуждения.

График частотной зависимости ширины щели  $\delta k(f)$  представлен на рис. 3, a. Видно, что с ростом частоты ширина щели возрастала, достигая максимума вблизи верхней границы частот гибридации. Для сравнения на вставке рис. 3, a представлен график частотной зависимости координаты точек синхронизации  $z_0(f)$ . На рис. 3, b представлен 3d-график отношения потоков мощности, переносимых упругой и магнитной составляющей гибридной волны  $\chi(f, z)$ . Видно, что вблизи

верхней границы частот гибридации интенсивность возбуждения упругой составляющей может превышать интенсивность магнитной составляющей.

### 3. Заключение

На основании проведенных исследований, было показано, что неоднородность пленки ЖИГ играет важную роль в процессах преобразования типа волн. В настоящей работе рассматривались эффекты преобразования ОСВ  $\rightarrow$  АВ, которые возникали за счет коллинеарного магнитоупругого взаимодействия. Наиболее сильное взаимодействие возникало на частотах фазового синхронизма (гибридации) ОСВ и АВ. Условия синхронизма обеспечивались трансформацией длин ОСВ в переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ. Вдали от точек синхронизма магнитоупругая связь значительно ослаблялась, что обуславливало независимое распространение обменных спиновых и акустических волн. При этом акустическая волна могла беспрепятственно излучаться в подложку ГГ. Последнее обстоятельство обеспечивает возможность фоновой связи спин-волновых возбуждений в пленках ЖИГ, расположенных на противоположных сторонах подложки. Это, в свою очередь, открывает дополнительные возможности развития нового направления 3d-магноники.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Dieny, P. Pirro, B. Hillebrands. *J. Magn. Magn. Mater.* **509**, 166711 (2020).
- [2] K. Oyanagi, S. Takahashi, L.J. Cornelissen, J. Shan, S. Daimon, T. Kikkawa, G.E.W. Bauer, B.J. vanWees, E. Saitoh. *Nature Commun.* **10**, 4740 (2019).
- [3] J. Holanda, D.S. Maior, A. Azevedo, S.M. Rezende. *Nature Phys.* **14**, 500 (2018).
- [4] Ю.В. Гуляев, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров. *УФН* **181**, 595 (2011). [Yu.V. Gulyaev, S.V. Tarasenko, V.G. Shavrov. *Phys. Uspekhi* **54**, 6, 573 (2011)].
- [5] E.G. Spencer, R.C. LeCraw, A.M. Clogston. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 32 (1959).
- [6] V. Cherepanov, I. Kolokolov, V. L'vov. *Phys. Rep.* **229**, 81 (1993).
- [7] R.C. LeCraw, E.G. Spencer, E.I. Gordon. *Phys. Rev. Lett.* **6**, 620 (1961).
- [8] E.G. Spencer, R.T. Denton, R.P. Chambers. *Phys. Rev.* **125**, 1950 (1962).
- [9] E.G. Spencer, R.T. Denton, T.B. Bateman, W. B. Snow, L.G.V. Uitert. *J. Appl. Phys.* **34**, 3059 (1963).
- [10] N. Polzikova, S. Alekseev, V. Luzanov, A. Raevskiy. *J. Magn. Magn. Mater.* **479**, 38 (2019).
- [11] C. Kittel. *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
- [12] H. Bömmel, K. Dransfeld. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 83 (1959).
- [13] R. Damon, H. van de Vaart. *Proc. IEEE* **53**, 348 (1965).
- [14] M. Seavey. *Proc. IEEE* **53**, 1387 (1965).
- [15] J.R. Eshbach. *J. Appl. Phys.* **34**, 1298 (1963).
- [16] E. Schlömann, R.I. Joseph. *J. Appl. Phys.* **35**, 2382 (1964).
- [17] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Е.С. Санников, В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *Письма в ЖТФ* **14**, 884 (1988).
- [18] В.В. Тихонов, А.В. Толкачев. *ФТТ* **36**, 1, 185 (1994).
- [19] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. *ЖЭТФ* **108**, 281 (1995).
- [20] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 072410 (2019).
- [21] V.V. Tikhonov, A.N. Litvinenko. *J. Magn. Magn. Mater.* **515**, 167241 (2020).
- [22] M. Shone. *Circuits Syst. Signal Proc.* **4**, 89 (1985).
- [23] С.И. Ющук. *ЖТФ* **69**, 62 (1999).
- [24] M.-B. Park, N.-H. Cho. *J. Magn. Magn. Mater.* **231**, 253 (2001).
- [25] *Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. Динамика решетки.* Мир, М. (1968). Т. 3. 392 с.
- [26] А.Г. Гуревич, Г.А.Мелков. *Магнитные колебания и волны.* Физматлит, М. (1994). 464 с.
- [27] P. Hansen. *J. Appl. Phys.* **45**, 8, 3638 (1974).
- [28] С. Крупичка. *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов.* Мир, М. (1976). Т. 1, 2. 864 с.
- [29] S. Geller, H.J. Williams, R.C. Sherwood, G.P. Espinosa. *J. Appl. Phys.* **36**, 88 (1965).

Редактор Ю.Э. Китаев