

Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2022. Т. 30, № 5  
Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Applied Nonlinear Dynamics. 2022;30(5)

Научная статья  
УДК 537.613

DOI: 10.18500/0869-6632-003005  
EDN: TTGDKE

## Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур

В. В. Тихонов✉, В. А. Губанов

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, Россия  
E-mail: ✉tvlad4@yandex.ru, vladmeen@gmail.com

Поступила в редакцию 30.05.2022, принята к публикации 17.08.2022,  
опубликована 30.09.2022

**Аннотация.** Цель настоящего исследования — выяснение механизма преобразования электромагнитных и обменных спиновых волн (ОСВ) в тонком переходном слое эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур, а также исследование возможностей использования коротковолновых ОСВ для диагностики магнитных неоднородностей эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната (ЖИГ). **Методы.** В данной работе исследуются процессы гибридации электромагнитных и обменных спиновых волн в тонком переходном слое эпитаксиальной пленки ЖИГ. Исследуются особенности дисперсии гибридизованных волн в окрестности частот фазового синхронизма при нормальном и касательном намагничивании пленки ЖИГ. **Результаты.** Показано, что в пределах толщины переходного слоя дисперсия возбуждаемых ОСВ испытывает значительные искажения, что проявляется в сдвигах частот спин-волнового резонанса. На основании этого предложена методика расчета распределения спонтанной намагниченности по толщине пленки ЖИГ, которая использовалась для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов. **Заключение.** Предложенная методика спин-волновой диагностики пленок ЖИГ может эффективно применяться для неразрушающего контроля всех типов эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур, что может быть востребовано в сфере технологии их производства и в сфере их практического применения.

**Ключевые слова:** обменные спиновые волны, электромагнитные волны, эпитаксиальные пленки ЖИГ, магнитная неоднородность пленок ЖИГ, методика измерений.

**Благодарности.** Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10191).

**Для цитирования:** Тихонов В. В., Губанов В. А. Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур // Известия вузов. ПНД. 2022. Т. 30, № 5. С. 592–604. DOI: 10.18500/0869-6632-003005. EDN: TTGDKE

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

## Spin-wave diagnostics of epitaxial ferrite-dielectric structures

V. V. Tikhonov✉, V. A. Gubanov

Saratov State University, Russia

E-mail: ✉tvlad4@yandex.ru, vladmeen@gmail.com

Received 30.05.2022, accepted 17.08.2022, published 30.09.2022

**Abstract.** Purpose of this study is to elucidate the mechanism of transformation of electromagnetic and exchange spin waves (ESW) in a thin transition layer of epitaxial ferrite-dielectric structures, as well as to investigate the possibilities of using short-wave ESW to diagnose magnetic inhomogeneities of epitaxial yttrium-iron garnet (YIG) films. *Methods.* In this paper, we study the hybridization processes of electromagnetic and exchange spin waves that occur in the transition layer of the YIG film. The features of the dispersion of coupled waves in the vicinity of phase synchronism frequencies under normal and tangential magnetization of the YIG film are investigated. *Results.* It is shown that within of the thickness transition layer, the dispersion of the excited ESW experiences significant distortions, which manifests itself in frequency shifts of the spin-wave resonance. Based on this, a method for calculating the distribution of spontaneous magnetization over the thickness of the YIG film was proposed, which was used to simulate the processes of excitation of spin-wave resonances. *Conclusion.* The proposed technique of spin-wave diagnostics of YIG films can be effectively used for non-destructive testing of all types of epitaxial ferrite-dielectric structures, which may be in demand in the field of production and in the field of their practical application.

**Keywords:** exchange spin waves, electromagnetic waves, epitaxial YIG films, magnetic inhomogeneity of YIG films, measurement technique.

**Acknowledgements.** The research was funded by the Russian Science Foundation (project No. 20-79-10191).

**For citation:** Tikhonov VV, Gubanov VA. Spin-wave diagnostics of epitaxial ferrite-dielectric structures. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics.* 2022;30(5):592–604. DOI: 10.18500/0869-6632-003005

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

### Введение

Современный этап развития микро- и нанoeлектроники характеризуется широким применением квантовых явлений в твердых телах. Это послужило основанием для бурного развития фундаментальных и прикладных исследований в области микро- и наномagnetизма. В плане практического применения наибольший интерес представляют исследования спин-волновых возбуждений в магнитоупорядоченных ферритовых средах. На базе этих исследований сформировались новые научные направления, такие как спин-волновая электроника [1], спинтроника [2] и магнотроника [3–5]. Дальнейшее развитие этих направлений было связано с практическим освоением сверхкоротких обменных спиновых волн (ОСВ) с длинами порядка 100 нм и менее [6]. Существование спиновых волн было предсказано в 1930 году в знаменитой работе Блоха [7]. Однако их практическое освоение началось сравнительно недавно. Это стало возможным благодаря созданию высококачественных эпитаксиальных пленок железоиттриевого граната (ЖИГ), выращенных на немагнитных подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) [8–10]. Пленки ЖИГ оказались наиболее благоприятной средой распространения спиновых волн. Однако по некоторым показателям они требовали дальнейшего улучшения. Наиболее острой проблемой пленок ЖИГ являлась многослойность, которая неизбежно возникала в процессе эпитаксиального роста. На внутренней поверхности пленки, граничащей с подложкой ГГГ, всегда формировался переходный (диффузионный) слой, который характеризовался пониженной намагниченностью. Это одинаково касалось пленок, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [9] и методом ионно-лучевого распыления [10]. Полное устранение переходного слоя не представляется возможным. Можно лишь уменьшить его толщину за счет корректировки режима роста. Однако для этого были необходимы средства контроля распределения намагниченности по толщине пленок.

Эта проблема решалась методом послойного травливания и спектрального анализа элементного состава пленки [9]. Однако это давало лишь качественное представление о магнитных свойствах слоев. К тому же сама пленка ЖИГ при этом полностью разрушалась. В то же время было известно, что магнитная неоднородность пленок ЖИГ способствует возбуждению обменных спиновых волн, бегущих в поперечном направлении пленки [11, 12]. В случае импульсного возбуждения их можно было наблюдать в виде серии задержанных эхоимпульсов ОСВ, которые несут в себе информацию о магнитных свойствах среды распространения. По задержке эхоимпульсов можно было рассчитать распределение намагниченности по толщине пленки [13, 14]. Однако эта методика была пригодна только для достаточно толстых пленок ЖИГ, в которых задержка эхоимпульсов значительно превышала длительность зондирующего СВЧ-импульса. В данной работе предлагается методика спин-волновой диагностики магнитной структуры пленки ЖИГ без каких-либо ограничений на толщину пленки. Предлагаемая методика основана на измерении частот спин-волнового резонанса и математической обработке результатов измерений.

## 1. Методика измерений

В качестве испытуемого образца использовалась пленка ЖИГ, относительно которой было известно только то, что она была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ с ориентацией поверхности (111). Экспериментальный образец пленки имел размеры  $2 \times 2$  мм. В задачу измерений входило определение набора параметров пленки, необходимых для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов.

Измерения проводились в непрерывном режиме возбуждения. Возбуждение резонансов осуществлялось квазиоднородным СВЧ магнитным полем, которое создавалось закороченным на конце микрополосковым преобразователем. Ширина преобразователя составляла 3 мм. Пленочный образец устанавливался вблизи закороченного конца преобразователя. Измерялись S11-параметры СВЧ-сигнала, отраженного от входа преобразователя. Измерения проводились при помощи векторного измерителя электрических цепей при касательном и нормальном намагничивании пленки. Результаты измерений представлены на рис. 1.

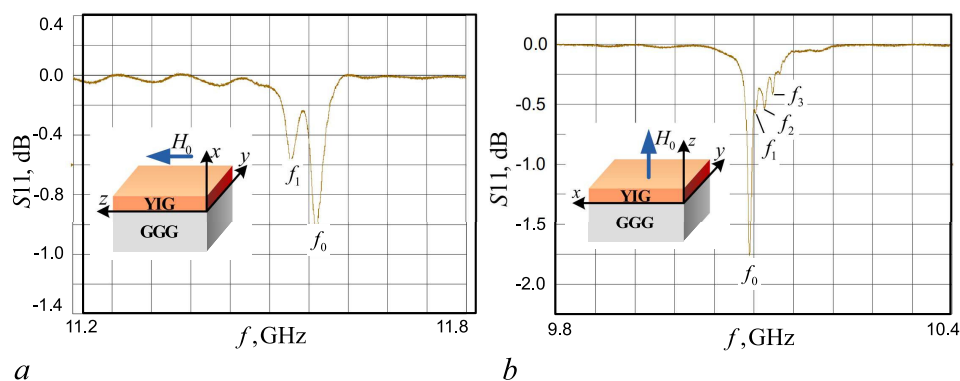


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика отраженного сигнала экспериментального макета пленки ЖИГ: *a* — при касательном намагничивании (намагничивающее поле  $H_0 = 3972$  Э, резонансные частоты  $f_0 = 11.572$  ГГц,  $f_1 = 11.532$  ГГц); *b* — при нормальном намагничивании (намагничивающее поле  $H_0 = 5501$  Э, резонансные частоты  $f_0 = 10.089$  ГГц,  $f_1 = 10.095$  ГГц,  $f_2 = 10.103$  ГГц,  $f_3 = 10.116$  ГГц). На вставках представлена геометрия намагничивания пленочного образца

Fig. 1. The amplitude-frequency characteristic of the reflected signal of the experimental design of the YIG film: *a* — with tangential magnetization (magnetizing field  $H_0 = 3972$  Oe, resonant frequencies  $f_0 = 11.572$  GHz,  $f_1 = 11.532$  GHz); *b* — with normal magnetization (magnetizing field  $H_0 = 5501$  Oe, resonant frequencies  $f_0 = 10.089$  GHz,  $f_1 = 10.095$  GHz,  $f_2 = 10.103$  GHz,  $f_3 = 10.116$  GHz). The inserts show the magnetization geometry of the film sample

В обоих случаях в спектре отраженного сигнала наблюдались пики поглощения СВЧ-сигнала. Однако характер этих пиков существенно различался. При касательном намагничивании пленки наблюдались два резонансных пика, как показано на рис. 1, а. При нормальном намагничивании наблюдалась серия пиков, амплитуды которых монотонно спадали с ростом частоты возбуждения (см. рис. 1, б). Частоты пиков измерялись при помощи маркеров векторного измерителя. С ростом намагничивающего поля пики монотонно смещались в сторону более высоких частот. При этом интервалы частот между пиками также монотонно возрастали.

## 2. Методика расчета

Для расчета параметров пленки ЖИГ решалось линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \gamma H_0 (\vec{m} \times \vec{z}) + \gamma M (\vec{z} \times \vec{h}) + \eta \vec{M} (\vec{z} \times \nabla^2 \vec{m}) = 0 \quad (1)$$

и система уравнений Максвелла

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{h} + 4\pi \vec{m}), \\ \nabla \times \vec{h} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \vec{e} = 0, \\ \nabla \cdot (\vec{h} + 4\pi \vec{m}) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\vec{H}_0 \parallel \vec{M} \parallel \vec{z}$  — постоянные составляющие намагничивающего поля и собственной намагниченности пленки ЖИГ,  $\vec{m}$ ,  $\vec{h}$ ,  $\vec{e} \sim \exp(i\omega t)$  — переменные составляющие намагниченности, магнитного и электрического поля. В расчетах использовалась постоянная неоднородного обмена  $\eta \approx (\gamma J_0 / \mu_B) a^2 \simeq \gamma \alpha M = 7.64 \times 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ , где  $J_0$  — интеграл обмена,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $a$  — постоянная кристаллической решетки пленки ЖИГ, которая с точностью 0.08% совпадала с постоянной решетки подложки ГГГ. Кристаллографическая анизотропия и диссипативные потери в пленке ЖИГ не учитывались.

Решение искалось в виде плоских монохроматических волн прецессии намагниченности  $\vec{m} \sim \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$ , где  $\vec{k}$  — волновой вектор,  $\vec{r}$  — радиус вектор,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота,  $f$  — частота возбуждения. С учетом этого уравнение Ландау–Лифшица (1) приводилось к виду

$$i\omega \vec{m} + (\omega_H + \eta k^2) (\vec{m} \times \vec{z}) = \gamma M (\vec{h} \times \vec{z}), \quad (3)$$

которое в координатной форме имело вид

$$\begin{cases} i\omega m_x + (\omega_H + \eta k^2) m_y = \gamma M h_y, \\ i\omega m_y - (\omega_H + \eta k^2) m_x = -\gamma M h_x, \\ m_z = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где  $\omega_H = \gamma H_i$ ,  $H_i$  — внутреннее поле пленки ЖИГ. Из уравнений Максвелла (2) были получены выражения для электромагнитных полей

$$\vec{e} = 4\pi \frac{k_0 (\vec{k} \times \vec{m})}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad \vec{h} = 4\pi \frac{\varepsilon k_0^2 \vec{m} - \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{m})}{k^2 - \varepsilon k_0^2}, \quad (5)$$

которые в координатной форме, с учетом  $m_z = 0$ , имели вид

$$\left\{ \begin{array}{l} e_x = \frac{-4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_y, \\ e_y = \frac{4\pi k_0 k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} m_x, \\ e_z = \frac{4\pi k_0}{k^2 - \varepsilon k_0^2} (k_x m_y - k_y m_x), \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} h_x = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} [(k_x^2 - \varepsilon k_0^2) m_x + k_x k_y m_y], \\ h_y = \frac{-4\pi}{k^2 - \varepsilon k_0^2} [(k_y^2 - \varepsilon k_0^2) m_y + k_x k_y m_x], \\ h_z = \frac{-4\pi k_z}{k^2 - \varepsilon k_0^2} (k_x m_x + k_y m_y), \end{array} \right. \quad (6)$$

где  $k_0 = \omega/c$  — волновое число электромагнитной волны,  $c \simeq 3 \cdot 10^{10}$  см/с — скорость света в вакууме.

Подстановкой в правую часть уравнений (4) выражений  $h_x$ ,  $h_y$  из (6) были получены уравнения связи поперечных компонент вектора прецессии намагниченности

$$m_y = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega (k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M (\varepsilon k_0^2 - k_y^2) - (\omega_H + \eta k^2) (k^2 - \varepsilon k_0^2)} m_x, \quad (7)$$

$$m_x = \frac{\omega_M k_x k_y - i\omega (k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M (\varepsilon k_0^2 - k_x^2) - (\omega_H + \eta k^2) (k^2 - \varepsilon k_0^2)} m_y. \quad (8)$$

Перемножая уравнения (7) и (8), нетрудно было получить выражение закона дисперсии спиновых волн

$$\omega^2 = (\omega_H + \eta k^2)^2 \left\{ \left[ 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] \left[ 1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_y^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right] - \left( \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x k_y}{k^2 - \varepsilon k_0^2} \right)^2 \right\}. \quad (9)$$

Делением уравнения (7) на (8) было получено выражение для определения параметра эллиптичности прецессии намагниченности

$$\left( \frac{m_y}{m_x} \right)^2 = \frac{\omega_M k_x k_y + i\omega (k^2 - \varepsilon k_0^2)}{\omega_M k_x k_y - i\omega (k^2 - \varepsilon k_0^2)} \cdot \frac{(\omega_H + \eta k^2) (k^2 - \varepsilon k_0^2) + \omega_M (k_x^2 - \varepsilon k_0^2)}{(\omega_H + \eta k^2) (k^2 - \varepsilon k_0^2) + \omega_M (k_y^2 - \varepsilon k_0^2)}. \quad (10)$$

Выражения (9), (10) были получены в самом общем виде, но в случае безграничного феррита их можно было несколько упростить, выбрав положение осей координат так, чтобы волновой вектор  $\vec{k}$  полностью лежал в плоскости  $(x, z)$ . Тогда подстановкой  $k_y = 0$  выражение закона дисперсии (9) приводилось к виду

$$\omega = (\omega_H + \eta k^2) \theta, \quad (11)$$

а выражение (10) — к виду

$$m_y = \pm i m_x \theta, \quad (12)$$

где  $\theta = \sqrt{\left[1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2 - \varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2}\right] \left[1 - \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{\varepsilon k_0^2}{k^2 - \varepsilon k_0^2}\right]}$  – параметр эллиптичности прецессии намагниченности. В случае возбуждения прецессии однородным СВЧ-полем, при  $k_0 = 0$ , выражение параметра эллиптичности значительно упрощалось

$$\theta = \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k^2} \frac{k_x^2}{k^2}}. \quad (13)$$

Используя параметр эллиптичности, можно было свести задачу к отысканию только одной компоненты вектора прецессии, например  $m_x$ .

Выражения (11)–(13) использовались для расчета параметров пленки ЖИГ. При этом полагалось, что в пределах толщины переходного слоя пленки ЖИГ ( $\text{Fe}_3\text{Y}_5\text{O}_{12}$ ) магнитные ионы  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{5+}$  были частично замещены немагнитными ионами  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{Ga}^{5+}$  подложки ГГГ ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ) [15]. Согласно теории диффузии в твердых телах [16], распределение концентрации замещающих ионов адекватно описывалось функцией Гаусса  $N \sim \exp\left[-(r_i/\sigma)^2\right]$ , где  $\sigma$  – феноменологический параметр распределения,  $r_i$  – координата в поперечном направлении пленки ЖИГ. С учетом этого распределение намагниченности по толщине пленки можно было представить в виде

$$M = M_0 \left[1 - \exp\left(-r_i^2/\sigma^2\right)\right], \quad (14)$$

где  $M_0$  – однородная намагниченность пленки вне переходного слоя. Функция распределения намагниченности (14) использовалась для расчета волновых характеристик волны прецессии при касательном ( $r_i = x$ ) и при нормальном ( $r_i = z$ ) намагничивании пленки. Рассматривались волны, бегущие в поперечном направлении пленки ЖИГ.

В случае касательного намагничивания пленки дисперсионное уравнение (11) приводилось к виду

$$\omega = (\omega_H + \eta k_x^2) \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \eta k_x^2}}, \quad (15)$$

из которого нетрудно было получить выражение для волнового числа

$$k_x = \text{Re} \left[ \sqrt{\frac{1}{\eta} \left( \sqrt{\frac{\omega_M^2}{4} + \omega^2} - \frac{\omega_M}{2} - \omega_H \right)} \right], \quad (16)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0 \left[1 - \exp\left(-x^2/\sigma^2\right)\right]$ . Выражение (16) использовалось для записи условия возбуждения волны прецессии. При касательном намагничивании пленки это условие совпадало с условием синхронизма (согласования) с внешним однородным СВЧ-полем и имело вид

$$k_x(f, H_0, M_0, \sigma, x) = 0. \quad (17)$$

Из условия (17) нетрудно было получить координатную зависимость частоты возбуждения

$$f(H_0, M_0, \sigma, x) = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 \left\{ H_0 + 4\pi M_0 \left[1 - \exp\left(-r_i^2/\sigma^2\right)\right] \right\}} \quad (18)$$

и частотную зависимость координаты плоскости возбуждения волны прецессии

$$x_0(f, H_0, M_0, \sigma) = \sigma \sqrt{\ln \left[ \frac{4\pi M_0 H_0}{H_0^2 + 4\pi M_0 H_0 - (2\pi f/\gamma)^2} \right]}. \quad (19)$$

Подстановкой в (18) предельных значений координат  $x_{\min} = 0$  и  $x_{\max} = \infty$  были получены выражения граничных частот полосы возбуждения

$$f_{\min} = \frac{\gamma H_0}{2\pi}, \quad (20)$$

$$f_{\max} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_0)}. \quad (21)$$

Из выражения (21) нетрудно было получить формулу расчета однородной намагниченности пленки вне переходного слоя

$$M_0 = \frac{(2\pi f_{\max}/\gamma)^2 - H_0^2}{4\pi H_0}. \quad (22)$$

Подстановкой в (22) экспериментальных значений поля  $H_0 = 3972$  Э и резонансной частоты  $f_{\max} = f_0 = 13.536$  ГГц было получено значение параметра  $M_0 \simeq 151$  Гс.

Для расчета параметра распределения намагниченности  $\sigma$  использовалось фазовое условие возбуждения спин-волновых резонансов  $\varphi = n\pi$ , где  $\varphi$  — набег фазы волны прецессии на длине пробега  $l = x_0 - 0$ . Для первой моды СВР это условие имело вид

$$\varphi(f, H_0, M_0, \sigma) = \int_0^{x_0(f, H_0, M_0, \sigma)} k_x(f, H_0, M_0, \sigma, x) dx = \pi. \quad (23)$$

При подстановке в (23) намагничивающего поля  $H_0 = 3972$  Э, резонансной частоты  $f_1 = 13.49$  ГГц и параметра  $M_0 \simeq 151$  Гс было получено уравнение  $\varphi(\sigma) = \pi$ , которое решалось численными методами. В результате было получено значение параметра  $\sigma \simeq 6.48 \times 10^{-6}$  см.

В случае нормального намагничивания пленки дисперсионное уравнение (11) приводилось к виду

$$\omega = \omega_H + \eta k_z^2, \quad (24)$$

из которого следовало выражение для волнового числа

$$k_z = \operatorname{Re} \left( \sqrt{\frac{\omega - \omega_H}{\eta}} \right), \quad (25)$$

где  $\omega_H = \gamma H_0 - 4\pi\gamma M_0 \left[ 1 - \exp \left( -z^2/\sigma^2 \right) \right]$ . Здесь и в дальнейшем использовались параметры  $M_0$  и  $\sigma$ , полученные в расчетах для случая касательного намагничивания пленки. Как и в предыдущем случае, из условия возбуждения волны прецессии  $k_z(f, H_0, M_0, \sigma, z) = 0$  были получены выражения частот

$$f(H_0, M_0, \sigma, z) = \frac{\gamma}{2\pi} \left\{ H_0 - 4\pi M_0 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{z^2}{\sigma^2} \right) \right] \right\} \quad (26)$$

и координат плоскости возбуждения волны прецессии

$$z_0(f, H_0, M_0, \sigma) = \sigma \sqrt{\ln \left[ \frac{4\pi\gamma M_0}{2\pi f - \gamma(H_0 - 4\pi M_0)} \right]}. \quad (27)$$

Подстановкой в (26) предельных значений координат  $z_{\min} = 0$  и  $z_{\max} = \infty$  были получены выражения граничных частот полосы возбуждения

$$f_{\min} = \frac{\gamma}{2\pi} (H_0 - 4\pi M_0), \quad f_{\max} = \frac{\gamma H_0}{2\pi}. \quad (28)$$

Для расчета толщины пленки ЖИГ  $h$  использовалось фазовое условие возбуждения спин-волновых резонансов в виде

$$\int_{z_0(f, H_0, M_0, \sigma)}^h k_z(f_n, H_0, M_0, \sigma, z) dz = n\pi. \quad (29)$$

Подстановкой в (29) экспериментальных значений  $H_0 = 5501$  Э,  $f_3 = 10.128$  ГГц и рассчитанных значений  $M_0 \simeq 151$  Гс,  $\sigma \simeq 6.48 \times 10^{-6}$  см было получено уравнение  $\varphi(h, n) = n\pi$ , которое решалось численными методами. В результате было получено искомое значение толщины пленки  $h \simeq 2.15$  мкм.

### 3. Обсуждение

Найденные значения параметров  $M_0$ ,  $\sigma$  и  $h$  использовались для моделирования процессов возбуждения спин-волновых резонансов в выбранном образце пленки ЖИГ. На рис. 2 представлен расчетный график распределения спонтанной намагниченности по толщине экспериментального образца пленки ЖИГ.

Видно, что в пределах толщины переходного слоя намагниченность пленки монотонно возрастала по закону нормального распределения от нуля до  $M_0 = 151$  Гс. Используя принцип  $3\sigma$ , нетрудно было рассчитать толщину переходного слоя  $\delta \simeq 0.19$  мкм.

На рис. 3 представлены 3D-графики законов дисперсии ОСВ при касательном  $k_x(f, x)$  (рис. 3, а) и нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $k_z(f, z)$  (рис. 3, б).

Видно, что в пределах толщины переходного слоя дисперсия ОСВ испытывает сильные искажения, причем характер этих искажений существенно зависел от ориентации намагничивающего поля. При касательном намагничивании возникал сдвиг дисперсионной поверхности

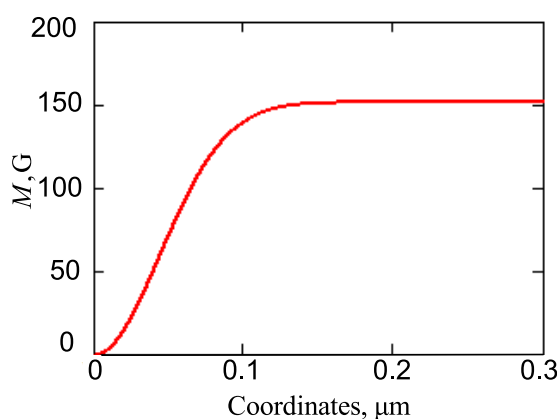


Рис. 2. Распределение спонтанной намагниченности по толщине экспериментального образца пленки ЖИГ

Fig. 2. The distribution of spontaneous magnetization over the thickness of the experimental YIG film sample



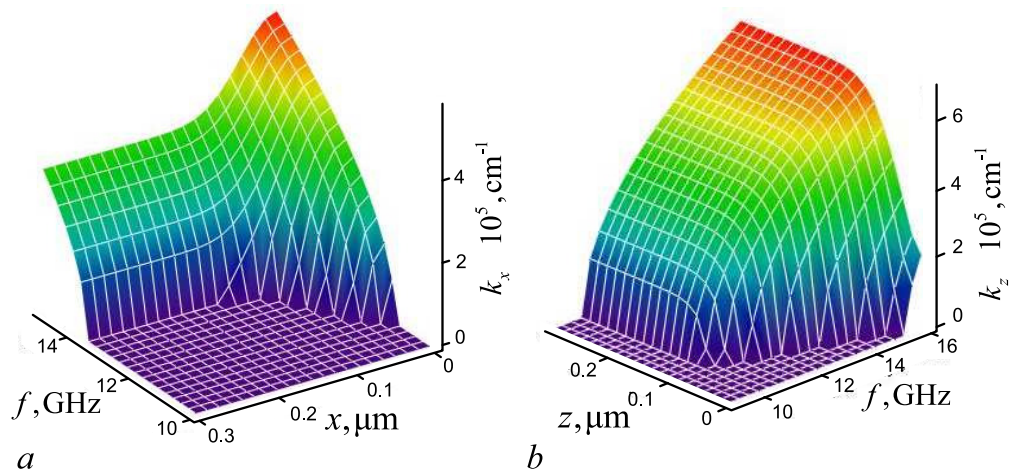


Рис. 3. Дисперсия обменной спиновой волны при касательном (а) и при нормальном (b) намагничивании экспериментальной пленки ЖИГ

Fig. 3. The dispersion of the precession wave at tangential (a) and at normal (b) magnetization of the experimental YIG film

в область более низких частот. При нормальном намагничивании возникал сдвиг дисперсионной поверхности вглубь пленки ЖИГ. Согласно условию согласования с внешним однородным СВЧ-полем, зарождение волны прецессии возникало на линии пересечения дисперсионных поверхностей  $k_x(f, x)$  и  $k_z(f, z)$  с плоскостью  $k_x = 0$  и  $k_z = 0$ . Используя выражения (19) и (27), нетрудно было рассчитать частотную зависимость координат возбуждения волны прецессии при касательном  $x_0(f)$  (рис. 4, а) и нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $z_0(f)$  (рис. 4, b).

Из сравнения графиков на рис. 2 и рис. 4, а, b следует, что частоты  $f_0$  наиболее интенсивных пиков на рис. 1, а, b соответствуют частотам возбуждения однородной прецессии намагниченности в однородной части пленки ЖИГ. Из этого следует (см. рис. 3, а), что при касательном намагничивании пленки частота  $f_1 < f_0$  соответствует частоте возбуждения первой моды неоднородного спин-волнового резонанса, возбуждаемого в пределах толщины переходного слоя.

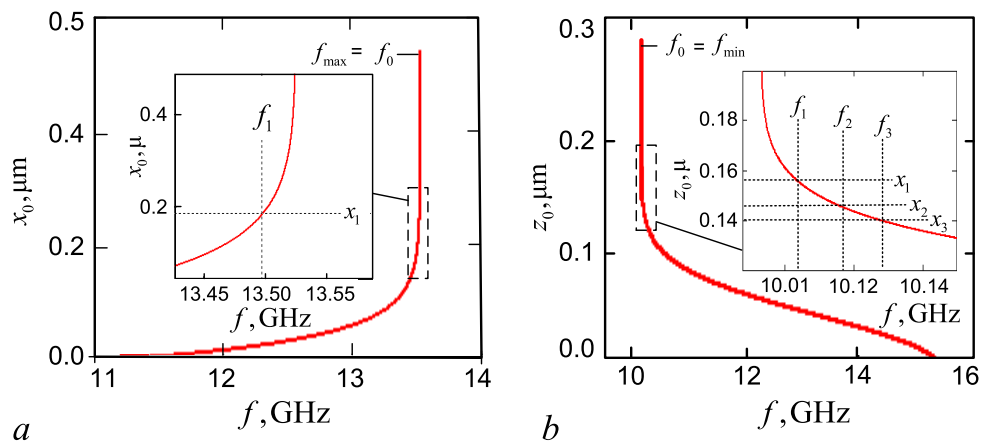


Рис. 4. Координаты плоскости возбуждения волны прецессии при касательном (а) и при нормальном (b) намагничивании пленки ЖИГ

Fig. 4. Coordinates of the excitation plane of the precession wave at tangential (a) and at normal (b) magnetization of the YIG film

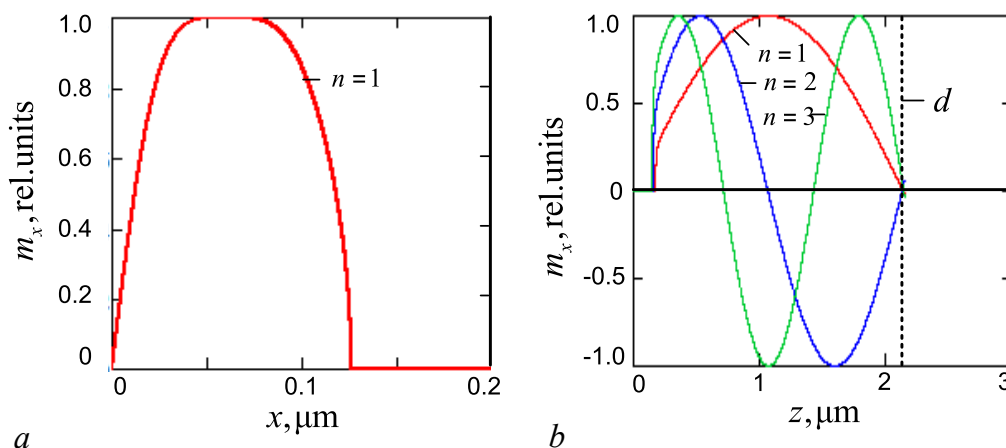


Рис. 5. Эпюры спин-волновых резонансов в экспериментальном образце пленки ЖИГ при касательном намагничивании (а) и при нормальном намагничивании (b).  $n = 1, 2, 3$  — номера резонансных мод (цвет online)

Fig. 5. Plots of spin-wave resonances in an experimental sample of a YIG film under tangential magnetization (a) and under normal magnetization (b).  $n = 1, 2, 3$  — the numbers of resonant modes (color online)

Резонансные моды более высокого порядка в наших экспериментах не наблюдались. Аналогично в случае нормального намагничивания пленки частоты  $f_1, f_2, f_3, \dots > f_0$  также соответствуют частотам неоднородных резонансов, но, в отличие от предыдущего, возбуждаемых в основном в однородной части пленки ЖИГ.

На рис. 5 представлены эпюры неоднородных спин-волновых резонансов при касательном намагничивании  $m_x \sim \sin[k_x(f_1, x)x]$  (рис. 5, а) и при нормальном намагничивании пленки ЖИГ  $m_x \sim \sin[k_z(f_n, z)z]$  (рис. 5, b).

Видно, что неоднородность намагниченности в переходном слое существенно искажает синусоидальный характер колебаний. Это наиболее ярко проявлялось при касательном намагничивании пленки. При нормальном намагничивании пленки искажения проявлялись только вблизи координаты возбуждения обменной спиновой волны.

### Заключение

На основании проведенных исследований было показано, что переходный (диффузионный) слой, неизбежно возникающий на внутренней поверхности эпитаксиальной пленки ЖИГ, играет важную роль в процессе возбуждения коротковолновых обменных спиновых волн. Неоднородность намагниченности в переходном слое обеспечивает условие гибридизации и преобразования энергии электромагнитных и обменных спиновых волн. Возбуждаемые спиновые волны весьма чувствительны к магнитным свойствам среды распространения, что проявляется в сдвиге частот спин-волновых резонансов. На основании этого была предложена методика измерения распределения намагниченности по толщине эпитаксиальных пленок ЖИГ. Предложенная методика была основана на измерении частот спин-волновых резонансов и математической обработке результатов измерений. Было установлено, что тонкий переходный слой обладает собственными резонансными свойствами, которые проявляются при касательном намагничивании пленки ЖИГ. Методика спин-волновой диагностики может эффективно применяться для неразрушающего контроля всех типов пленочных ферритовых структур, что, несомненно, будет востребовано в сфере производства многослойных ферритовых пленок и в сфере их практического применения.

## Список литературы

1. *Kajiwaru Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., Uchida K., Mizuguchi M., Umezawa H., Kawai H., Ando K., Takanashi K., Maekawa S., Saitoh E.* Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator // *Nature*. 2010. Vol. 464, no. 7286. P. 262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
2. *Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y., Prejbeanu I.-L., Diény B., Pirro P., Hillebrands B.* Review on spintronics: Principles and device applications // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. Vol. 509. P. 166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711.
3. *Никитов С. А., Калябин Д. В., Лисенков И. В., Славин А. Н., Барабаненков Ю. Н., Осокин С. А., Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Морозова М. А., Шараевский Ю. П., Филимонов Ю. А., Хивинцев Ю. В., Высоцкий С. Л., Сахаров В. К., Павлов Е. С.* Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // *УФН*. 2015. Т. 185, № 10. С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099.
4. *Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., Krawczyk M., Gräfe J., Adelmann C., Cotozana S., Naeemi A., Vasyuchka V. I., Hillebrands B., Nikitov S. A., Yu H., Grundler D., Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Sheshukova S. E., Duquesne J.-Y., Marangolo M., Csaba G., Porod W., Demidov V. E., Urazhdin S., Demokritov S. O., Albisetti E., Petti D., Bertacco R., Schultheiss H., Kruglyak V. V., Poimanov V. D., Sahoo S., Sinha J., Yang H., Müntenzenberg M., Moriyama T., Mizukami S., Landeros P., Gallardo R. A., Carlotti G., Kim J.-V., Stamps R. L., Camley R. E., Rana B., Otani Y., Yu W., Yu T., Bauer G. E. W., Back C., Uhrig G. S., Dobrovolskiy O. V., Budinska B., Qin H., van Dijken S., Chumak A. V., Khitun A., Nikonov D. E., Young I. A., Zingsem B. W., Winklhofer M.* The 2021 magnonics roadmap // *J. Phys. Condens. Matter*. 2021. Vol. 33, no. 41. P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
5. *Pirro P., Vasyuchka V. I., Serga A. A., Hillebrands B.* Advances in coherent magnonics // *Nat. Rev. Mater.* 2021. Vol. 6, no. 12. P. 1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
6. *Ахуезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
7. *Bloch F.* Zur Theorie des Ferromagnetismus // *Z. Physik*. 1930. Bd. 61, Nr. 3–4. S. 206–219. DOI: 10.1007/BF01339661.
8. *Shone M.* The technology of YIG film growth // *Circuits Systems and Signal Process*. 1985. Vol. 4, no. 1–2. P. 89–103. DOI: 10.1007/BF01600074.
9. *Юцук С. И.* Слоистая структура эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната // *ЖТФ*. 1999. Т. 69, № 12. С. 62–64.
10. *Park M.-B., Cho N.-H.* Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce : YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques // *J. Magn. Magn. Mater.* 2001. Vol. 231, no. 2–3. P. 253–264. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00068-3.
11. *Тихонов В. В., Толкачев А. В.* Линейное возбуждение обменных спиновых волн в имплантированных пленках ЖИГ // *ФТТ*. 1994. Т. 36, № 1. С. 185–193.
12. *Temiryezov A. G., Tikhomirova M. P., Zilberman P. E., Maryakhin A. V.* Excitation and propagation of exchange spin waves in ferrite films with nonuniformity of magnetic parameters across the film thickness // *J. Phys. IV France*. 1997. Vol. 7, no. 1. P. C1-395–C1-398. DOI: 10.1051/jp4:19971160.
13. *Tikhonov V. V., Litvinenko A. N.* Spin-wave diagnostics of the magnetization distribution over the thickness of a ferrite film // *Appl. Phys. Lett.* 2019. Vol. 115, no. 7. P. 072410. DOI: 10.1063/1.5098116.
14. *Tikhonov V. V., Litvinenko A. N.* Exchange spin waves and their application for diagnostics of the layered structure of epitaxial YIG films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. Vol. 515. P. 167241. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241.
15. *Mitra A., Cespedes O., Ramasse Q., Ali M., Marmion S., Ward M., Brydson R. M. D., Kinane C. J., Cooper J. F. K., Langridge S., Hickey B. J.* Interfacial origin of the magnetisation suppression of

thin film yttrium iron garnet // Scientific Reports. 2017. Vol. 7, no. 1. P. 11774. DOI: 10.1038/s41598-017-10281-6.

16. *Mehrer H.* Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes. Berlin: Springer, 2007. 654 p. DOI: 10.1007/978-3-540-71488-0.

## References

1. Kajiwar Y, Harii K, Takahashi S, Ohe J, Uchida K, Mizuguchi M, Umezawa H, Kawai H, Ando K, Takanashi K, Maekawa S, Saitoh E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*. 2010;464(7286):262–266. DOI: 10.1038/nature08876.
2. Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu IL, Diény B, Pirro P, Hillebrands B. Review on spintronics: Principles and device applications. *J. Magn. Magn. Mater.* 2020;509:166711. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.166711.
3. Nikitov SA, Kalyabin DV, Lisenkov IV, Slavin AN, Barabanenkov YN, Osokin SA, Sadovnikov AV, Beginin EN, Morozova MA, Sharaevsky YP, Filimonov YA, Khivintsev YV, Vysotsky SL, Sakharov VK, Pavlov ES. Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics. *Phys. Usp.* 2015;58(10):1002–1028. DOI: 10.3367/UFNe.0185.201510m.1099.
4. Barman A, Gubbiotti G, Ladak S, Adeyeye AO, Krawczyk M, Gräfe J, Adelmann C, Cotofana S, Naeemi A, Vasyuchka VI, Hillebrands B, Nikitov SA, Yu H, Grundler D, Sadovnikov AV, Grachev AA, Sheshukova SE, Duquesne JY, Marangolo M, Csaba G, Porod W, Demidov VE, Urazhdin S, Demokritov SO, Albisetti E, Petti D, Bertacco R, Schultheiss H, Kruglyak VV, Poimanov VD, Sahoo S, Sinha J, Yang H, Münzenberg M, Moriyama T, Mizukami S, Landeros P, Gallardo RA, Carlotti G, Kim JV, Stamps RL, Camley RE, Rana B, Otani Y, Yu W, Yu T, Bauer GEW, Back C, Uhrig GS, Dobrovolskiy OV, Budinska B, Qin H, van Dijken S, Chumak AV, Khitun A, Nikonov DE, Young IA, Zingsem BW, Winklhofer M. The 2021 magnonics roadmap. *J. Phys. Condens. Matter.* 2021;33(41):413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a.
5. Pirro P, Vasyuchka VI, Serga AA, Hillebrands B. Advances in coherent magnonics. *Nat. Rev. Mater.* 2021;6(12):1114–1135. DOI: 10.1038/s41578-021-00332-w.
6. Akhiezer AI, Bar'jachtar VG, Peletminskii SV. *Spin Waves*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company; 1968. 372 p.
7. Bloch F. Zur Theorie des Ferromagnetismus. *Z. Physik.* 1930;61(3–4):206–219 (in German). DOI: 10.1007/BF01339661.
8. Shone M. The technology of YIG film growth. *Circuits Systems and Signal Process.* 1985;4(1–2):89–103. DOI: 10.1007/BF01600074.
9. Yushchuk SI. Layered structure of epitaxial yttrium iron garnet films. *Tech. Phys.* 1999;44(12):1454–1456. DOI: 10.1134/1.1259547.
10. Park MB, Cho NH. Structural and magnetic characteristics of yttrium iron garnet (YIG, Ce : YIG) films prepared by RF magnetron sputter techniques. *J. Magn. Magn. Mater.* 2001;231(2–3):253–264. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00068-3.
11. Tikhonov VV, Tolkachev AV. Linear excitation of exchange spin waves in implanted YIG films. *Phys. Solid State.* 1994;36:101–105.
12. Temiryazev AG, Tikhomirova MP, Zilberman PE, Maryakhin AV. Excitation and propagation of exchange spin waves in ferrite films with nonuniformity of magnetic parameters across the film thickness. *J. Phys. IV France.* 1997;7(1):C1-395–C1-398. DOI: 10.1051/jp4:19971160.
13. Tikhonov VV, Litvinenko AN. Spin-wave diagnostics of the magnetization distribution over the thickness of a ferrite film. *Appl. Phys. Lett.* 2019;115(7):072410. DOI: 10.1063/1.5098116.
14. Tikhonov VV, Litvinenko AN. Exchange spin waves and their application for diagnostics of the layered structure of epitaxial YIG films. *J. Magn. Magn. Mater.* 2020;515:167241. DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167241.

15. Mitra A, Cespedes O, Ramasse Q, Ali M, Marmion S, Ward M, Brydson RMD, Kinane CJ, Cooper JFK, Langridge S, Hickey BJ. Interfacial origin of the magnetisation suppression of thin film yttrium iron garnet. *Scientific Reports*. 2017;7(1):11774. DOI: 10.1038/s41598-017-10281-6.
16. Mehrer H. *Diffusion in Solids: Fundamentals, Methods, Materials, Diffusion-Controlled Processes*. Berlin: Springer; 2007. 654 p. DOI: 10.1007/978-3-540-71488-0.



*Тихонов Владимир Васильевич* — родился в с. Альметьевка Альметьевского р-на (Татарстан, 1951). Окончил с отличием Саратовский государственный университет по направлению «Физика» (1974). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Физика полупроводников и диэлектриков» (1986, ИРЭ РАН). В 1989 году присвоено ученое звание старшего научного сотрудника. Защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности «Физика магнитных явлений» (2011, ИРЭ РАН). Работает в Институте физики Саратовского государственного университета в должности профессора. Научные интересы — физика процессов возбуждения, распространения и гибридизации электромагнитных, спиновых и упругих волн в многослойных феррит-ферритовых и феррит-диэлектрических структурах. Опубликовано свыше 90 статей по указанным направлениям.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
 Саратовский национальный исследовательский  
 государственный университет имени Н. Г. Чернышевского  
 E-mail: tvlad4@yandex.ru  
 ORCID: 0000-0002-1422-7324  
 AuthorID (eLibrary.Ru): 18697



*Губанов Владислав Андреевич* — родился в п. Этыркэн Верхнебуреинского р-на Хабаровского края (1994). Получил степень бакалавра (2016) по специальности «Радиофизика» на факультете нелинейных процессов и степень магистра (2018) по специальности «Радиофизика» на физическом факультете Саратовского государственного университета. Является постоянным участником научных конференций. Работает младшим научным сотрудником в лаборатории «Магнитные Метаматериалы» Научно-исследовательского института механики и физики СГУ. Научные интересы: планарные структуры, метаматериалы, системы обработки и передачи информации, бриллюэновская спектроскопия, управляемые микро- и наноструктуры. Имеет 23 научные статьи в реферируемых научных журналах.

Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
 Саратовский национальный исследовательский  
 государственный университет имени Н. Г. Чернышевского  
 E-mail: vladmeen@gmail.com  
 ORCID: 0000-0003-3643-1315  
 AuthorID (eLibrary.Ru): 1029889