

11

Генерация светлых солитонов огибающей субнаносекундной длительности в дважды отрицательной бигиротропной среде на основе намагниченной пленки ферромагнитного полупроводника

© А.В. Богомолова¹, Д.В. Романенко¹, С.В. Гришин¹, С.А. Никитов^{1,2}

¹ Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

² Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

E-mail: sergrsh@yandex.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2024 г.

В окончательной редакции 6 сентября 2024 г.

Принято к публикации 12 сентября 2024 г.

Представлены результаты численного моделирования периодических последовательностей светлых солитонов огибающей субнаносекундной длительности в пленке бигиротропной среды со свойствами ферромагнитного полупроводника. Такие короткие импульсы формируются на обратной объемной электромагнитной волне, существующей на частотах, где материальные параметры среды являются дважды отрицательными. Показано, что длительности светлых солитонов огибающей на обратной объемной электромагнитной волне приблизительно на два порядка величины меньше длительности светлых солитонов огибающей, формирующихся на обратной объемной магнитостатической спиновой волне в ферромагнитной пленке.

Ключевые слова: солитоны, левая среда, ферромагнитный полупроводник.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.02.59558.20060

В настоящее время одной из актуальных задач современной радиофизики и электроники является создание источников коротких и ультракоротких импульсов [1,2]. В микроволновом диапазоне для формирования импульсов в виде светлых солитонов огибающей удобной средой является ферромагнитная (ФМ) пленка, обладающая одновременно дисперсией и нелинейностью (последняя проявляется при мощностях начиная с десятков микроватт) [3,4]. В ФМ-пленке распространяются волны намагниченности, известные в литературе как магнитостатические спиновые волны (МСВ) [5]. Длительности светлых солитонов огибающей МСВ являются величинами порядка десятков наносекунд [6], а для управления дисперсионными характеристиками МСВ и, как следствие, солитонами огибающей [7] используются, в частности, свободные носители заряда (электроны), существующие либо в слое полупроводника (ПП) [8,9], либо в металлическом слое [10–13], которые граничат с поверхностью ФМ-пленки. Создание гетероструктуры ФМ–ПП приводит к дополнительному (электрическому) управлению светлыми солитонами огибающей МСВ за счет изменения наклона дисперсионной характеристики МСВ под действием электронов [14]. Однако влияние электронов на намагниченность не приводит здесь к расширению полосы частот существования МСВ. Последнее обстоятельство не дает возможности получать светлые солитоны огибающей более короткой (субнаносекундной) длительности.

Для управления солитонными режимами привлекательными являются и бигиротропные среды, которые обладают свойствами как ферромагнетика, так и полупроводника [15,16]. В [15] впервые была предложена

электродинамическая модель бигиротропной среды со свойствами ФМ ПП, которая учитывала влияние свободных носителей заряда в виде плазмы и обменного взаимодействия на спектр электромагнитных волн, существующих в твердом теле. В [17] было показано, что влияние свободных носителей заряда (электронов) на намагниченность бигиротропной среды со свойствами ФМ ПП приводит к тому, что эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды становятся одновременно отрицательными величинами в определенном диапазоне частот, в котором появляется обратная объемная электромагнитная волна (ООЭМВ). Ширина полосы частот ООЭМВ зависит от напряженности и направления внешнего постоянного магнитного поля, концентрации электронов в замагниченной плазме, намагниченности насыщения и толщины слоя ФМ ПП. Однако при определенных значениях концентрации электронов и прочих равных значениях параметров магнитной подсистемы ширина полосы частот ООЭМВ может значительно превосходить ширину полосы частот МСВ.

В настоящей работе демонстрируется формирование светлых солитонов огибающей ООЭМВ более короткой (субнаносекундной) длительности, чем в случае светлых солитонов огибающей МСВ, существующих в ФМ-пленках.

На рис. 1, а приведено схематическое изображение поперечно намагниченного слоя бигиротропной среды, который граничит с обеих сторон с идеально проводящими металлическими плоскостями. Электрические свойства такой среды определяются свойствами однокомпонентной (электронной) холодной, бесстолкновительной и замагниченной плазмы. Для электромагнитных волн

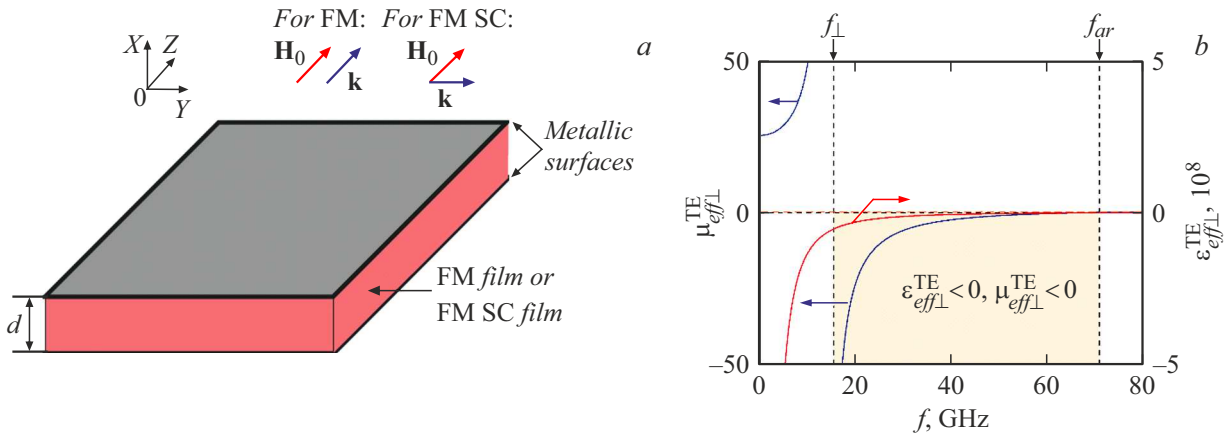


Рис. 1. *a* — схематическое изображение поперечно намагниченного и металлизированного с обеих сторон слоя ФМ ПП, а также продольно намагниченного и металлизированного с обеих сторон ФМ-слоя. *b* — частотные зависимости эффективных высокочастотных диэлектрической и магнитной проницаемостей бигиротропной среды со свойствами ФМ ПП. Расчеты выполнены для монооксида европия с $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $H_0 = 79.5775 \text{ кА/м}$, $4\pi M_0 = 2.43 \text{ Т}$ и $\epsilon_r = 16$.

ТЕ-типа, существующих в поперечно намагниченном слое бигиротропной среды, дисперсионное уравнение (ДУ) имеет следующий вид [17]:

$$k_x^2 + k^2 = k_0^2 \epsilon_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}} \mu_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}}, \quad (1)$$

где $k_x = n\pi/d$ — поперечное волновое число, d — толщина слоя, $n = \pm 1, 2, 3 \dots$ — номер объемной моды электромагнитной волны ТЕ-типа, k — продольное волновое число, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота внешнего воздействия, f — линейная частота внешнего воздействия, c — скорость света в свободном пространстве,

$$\epsilon_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}} = \epsilon_r \eta, \quad \mu_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu, \quad (2)$$

$\eta = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2$ — одна из диагональных компонент тензора высокочастотной диэлектрической проницаемости, ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\mu = (\omega_{\perp}^2 - \omega^2)/(\omega_{\parallel}^2 - \omega^2)$ и $\mu_a = \omega_M \omega / (\omega_{\parallel}^2 - \omega^2)$ — диагональная и недиагональная компоненты тензора высокочастотной магнитной проницаемости, $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_{\parallel} \omega_{ar}}$ — круговая частота ФМ-резонанса при поперечном намагничивании, $\omega_{ar} = \omega_{\parallel} + \omega_M$ — круговая частота ФМ-антирезонанса, $\omega_{\parallel} = \gamma H_0$ — круговая частота ФМ-резонанса при продольном намагничивании, H_0 — внешнее постоянное магнитное поле, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромагнитное отношение, $4\pi M_0$ — намагниченность насыщения среды, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi N e^2 / m_e}$ — круговая плазменная частота электронов, N — концентрация электронов в плазме, e/m_e — удельный заряд электрона.

На рис. 1, *b* приведены зависимости эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей от частоты, рассчитанные на основе (2). Из представленных результатов следует, что если плазменная частота электронов больше всех характерных частот магнитной подсистемы,

то существует область частот $\omega_{\perp} < \omega < \omega_{ar}$, в которой $\epsilon_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}}$ и $\mu_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}}$ являются одновременно отрицательными величинами.

На рис. 2, *a* приведена дисперсионная характеристика (ДХ) ООЭМВ, рассчитанная на основе (1) и (2) для металлизированной с обеих сторон пленки бигиротропной среды со свойствами монооксида европия (EuO). Значения параметров EuO были взяты из [18]. Видно, что ООЭМВ существует в области частот, где $\epsilon_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}} < 0$ и $\mu_{\text{eff}\perp}^{\text{TE}} < 0$. Необходимо отметить, что в поперечно намагниченной металлизированной с обеих сторон ФМ-пленке в отсутствие свободных зарядов ($N = 0$) медленные объемные ТЕ-волны не существуют. На рис. 2, *b* для сравнения приведена ДХ обратной объемной МСВ (ОМСВ), рассчитанная в магнитостатическом приближении для продольно намагниченной ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{OZ}$) пленки железо-иттриевого граната. Расчет ДХ ОМСВ выполнен на основе хорошо известного ДУ [5]:

$$\mu k_x^2 + k^2 = 0. \quad (3)$$

Из представленных результатов расчета следует, что ОМСВ существует в более низкочастотной области $\omega_{\parallel} < \omega < \omega_{\perp}$, где отрицательной величиной является только высокочастотная магнитная проницаемость среды ($\mu < 0$). Сравнение ДХ двух обратных волн указывает на то, что полоса частот ООЭМВ, существующей в пленке EuO, в 27 раз больше полосы частот ОМСВ, существующей в пленке железо-иттриевого граната, при аналогичных значениях толщины пленки и напряженности магнитного поля.

Известно, что нелинейность ФМ-пленок обусловлена зависимостью продольной компоненты вектора намагниченности от квадрата амплитуды поля [5]. В этом случае частота ω_M зависит от квадрата амплитуды поля, и эта зависимость для разных видов намагничивания (нормального и касательного к поверхности пленки) имеет

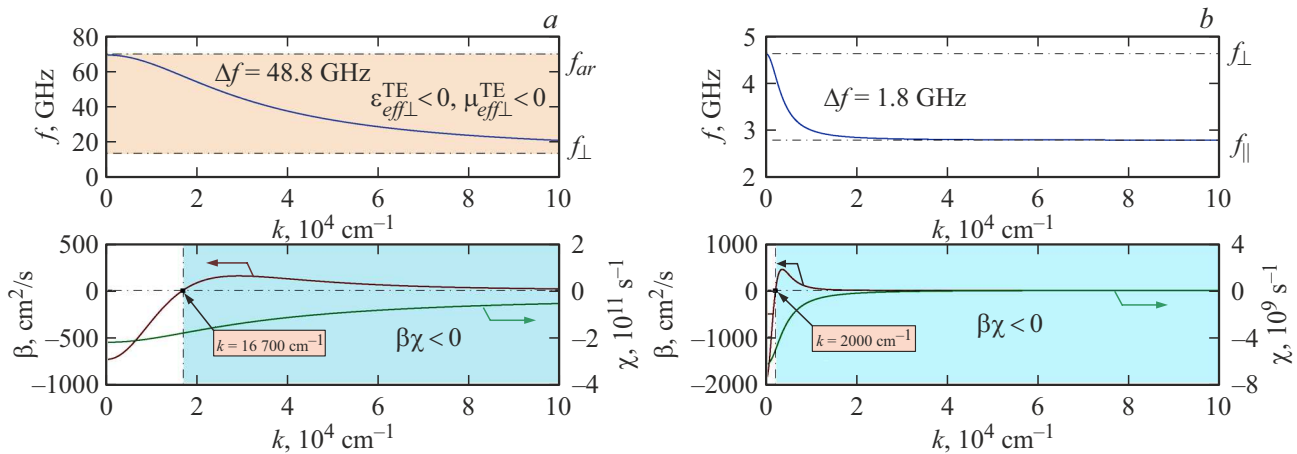


Рис. 2. *a* — дисперсионная характеристика ООЭМВ, существующей в поперечно намагниченной пленке ФМ ПП (верхний фрагмент), и зависимости коэффициентов дисперсии β и нелинейности χ ООЭМВ от продольного волнового числа (нижний фрагмент). *b* — дисперсионная характеристика ООМСВ, существующей в продольно намагниченной ФМ-пленке (верхний фрагмент), и зависимости коэффициентов дисперсии β и нелинейности χ ООМСВ от продольного волнового числа (нижний фрагмент). Для пленки ФМ ПП $N = 10^{25} \text{ m}^{-3}$ и $4\pi M_0 = 2.43 \text{ Т}$. Для ФМ-пленки $4\pi M_0 = 0.175 \text{ Т}$. В обоих случаях $H_0 = 79.5775 \text{ кА/м}$, $d = 10^{-5} \text{ м}$, $n = 1$ и $\epsilon_r = 16$.

различный вид. В случае касательного намагничивания ФМ-пленки имеем [5]:

$$\omega_M = 4\pi\gamma M_0 \left[1 - \left(1 + \frac{\omega_{\parallel}^2}{\omega_2^2} \right) \frac{|\varphi|^2}{2} \right]. \quad (4)$$

Для ФМ ПП будем учитывать нелинейность только магнитной подсистемы, так как нелинейность электрической подсистемы наступает при больших значениях амплитуды поля. Ее можно учесть впоследствии, как это делалось, например, в работе [19].

Для получения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), описывающего эволюцию амплитуды огибающей в нелинейной диспергирующей среде, используется метод „огибающих“ [5], который применим как к нелинейному ДУ в виде (3) с учетом (4), так и к нелинейному ДУ в виде (1) с учетом (2) и (4). В этом случае НУШ, получаемое для медленных амплитуд ООЭМВ и ООМСВ, будет иметь схожую форму записи

$$j \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial r} \right) \varphi + \frac{\beta}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \chi |\varphi|^2 \varphi = 0, \quad (5)$$

где $r = y$ в случае поперечного намагничивания, $r = z$ в случае продольного намагничивания (см. Рис. 1, *a*), φ — безразмерная медленная амплитуда либо ООЭМВ, либо ООМСВ, $\beta = \partial^2 \omega / \partial k^2$ — дисперсия групповой скорости (коэффициент дисперсии), $\chi = \partial \omega / \partial |\varphi|^2$ — коэффициент нелинейности. Для ООЭМВ и ООМСВ различаться будут только значения коэффициентов НУШ V_g , β и χ . НУШ в виде (5) может описывать процессы, связанные с развитием модуляционной неустойчивости в среде. Развитие модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений приводит к формированию светлых солитонов огибающей. В этом случае должен

выполняться критерий Лайтхилла

$$\beta\chi < 0. \quad (6)$$

На рис. 2, *a, b* показаны также зависимости коэффициентов дисперсии и нелинейности двух обратных объемных волн от продольного волнового числа. Для обеих сред критерий (6) удовлетворяется начиная с определенного значения продольного волнового числа. Так, для пленки ФМ ПП это значение $k = 167 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$, а для ФМ-пленки — $k = 20 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 3 представлены результаты расчета периодических последовательностей светлых солитонов огибающей, полученных на основе численного решения НУШ (5) с периодическими граничными условиями. При таком рассмотрении амплитуда огибающей ООЭМВ/ООМСВ с выхода системы без потерь переносится на ее вход, что аналогично случаю активного кольцевого резонатора, у которого усиление полностью компенсирует потери на распространение ООМСВ/ООЭМВ. Солитонные решения получены как для ООЭМВ с $k = 300 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ (рис. 3, *a*), так и для ООМСВ с $k = 55 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ (рис. 3, *b*). Видно, что длительность светлых солитонов огибающей на ООЭМВ имеет значение $T_d = 90 \text{ пс}$, в то время как длительность светлых солитонов огибающей на ООМСВ составляет $T_d = 6 \text{ пс}$. Таким образом, длительность светлых солитонов огибающей на ООЭМВ примерно на два порядка величины меньше длительности светлых солитонов огибающей на ООМСВ. Данный факт находит подтверждение при рассмотрении хорошо известного аналитического решения НУШ (5), полученного для светлого солитона огибающей [20]. Из аналитического решения следует, что длительность светлого солитона огибающей при условии постоянства его амплитуды

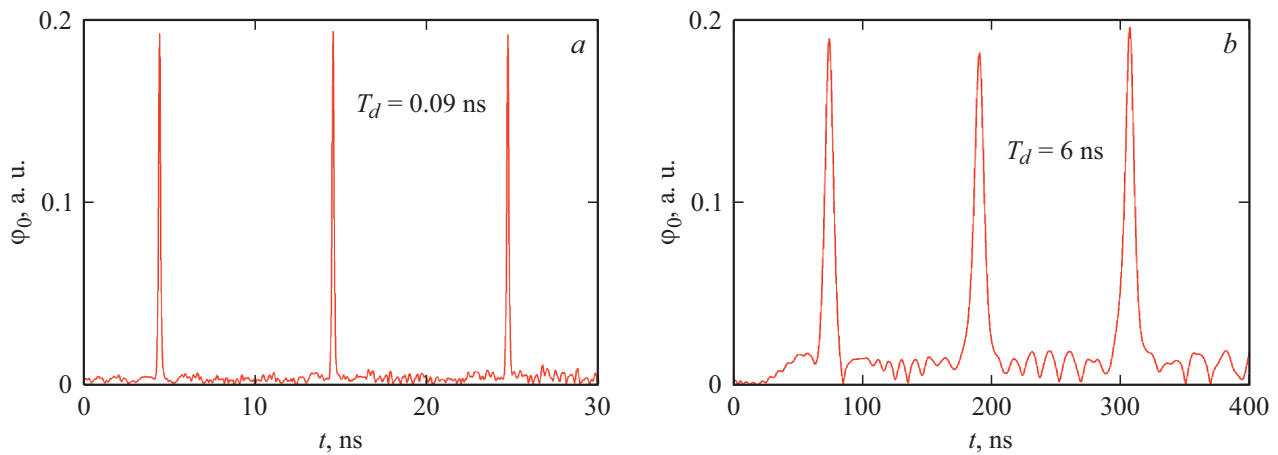


Рис. 3. Периодические последовательности светлых солитоноподобных импульсов на ООЭМВ (а) и ООМСВ (б). а — расчеты выполнены для $N = 10^{25} \text{ м}^{-3}$, $4\pi M_0 = 2.43 \text{ Т}$, $V_g = -5.209 \cdot 10^4 \text{ м/с}$, $\beta = 154.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $\chi = -1.373 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; б — для $4\pi M_0 = 0.175 \text{ Т}$, $V_g = -8.651 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, $\beta = 280.9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, $\chi = -2.155 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. В обоих случаях $H_0 = 79.5775 \text{ кА/м}$, $d = 10^{-5} \text{ м}$, $n = 1$ и $\varepsilon_r = 16$.

прямо пропорциональна β и обратно пропорциональна χ . В нашем случае увеличение χ ООЭМВ на два порядка величины по сравнению с χ ООМСВ при слабо меняющемся значении β и обуславливает значительное уменьшение длительности светлого солитона огибающей на ООЭМВ.

Полученные результаты могут представлять интерес для разработки источников коротких импульсов для систем магнотной логики и нейроморфных вычислений [21].

Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научно-го фонда (проект № 23-79-30027).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.S. Ginzburg, G.G. Denisov, M.N. Vilkov, A.S. Sergeev, S.V. Samsonov, A.M. Malkin, I.V. Zotova, Phys. Rev. Appl., **13** (4), 044033 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.044033
- [2] A.S. Bir, S.V. Grishin, O.I. Moskalenko, A.N. Pavlov, M.O. Zhuravlev, D. Osuna Ruiz, Phys. Rev. Lett., **125** (8), 083903 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.083903
- [3] T. Eguchi, M. Kawase, K. Sekiguchi, Appl. Phys. Express, **15** (8), 083001 (2022). DOI: 10.35848/1882-0786/ac7ead
- [4] A.V. Kondrashov, A.B. Ustinov, J. Appl. Phys., **132** (17), 173907 (2022). DOI: 10.1063/5.0123442
- [5] А.В. Васьковский, В.С. Стальмахов, Ю.П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот* (Изд-во СГУ, Саратов, 1993).
- [6] M. Wu, Solid State Phys., **62**, 163 (2010). DOI: 10.1016/B978-0-12-374293-3.00003-1
- [7] A.S. Kindyak, A.D. Boardman, V.V. Kindyak, J. Magn. Magn. Mater., **253** (1–2), 8 (2002). DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00195-0
- [8] M.A. Morozova, D.V. Romanenko, A.A. Serdobintsev, O.V. Matveev, Y.P. Sharaevskii, S.A. Nikitov, J. Magn. Magn. Mater., **514** (15), 167202 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167202
- [9] A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Y.P. Sharaevskii, A.I. Stognij, N.N. Novitski, V.K. Sakharov, Y.V. Khivintsev, S.A. Nikitov, Phys. Rev. B, **99** (5), 054424 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.99
- [10] A.A. Nikitin, A.A. Nikitin, A.B. Ustinov, A.E. Komlev, E. Lähderanta, B.A. Kalinikos, J. Appl. Phys., **128** (18), 183902 (2020). DOI: 10.1063/5.0027792
- [11] S. Mae, R. Ohshima, E. Shigematsu, Y. Ando, T. Shinjo, M. Shiraiishi, Phys. Rev. B, **105** (10), 104415 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevB.105.104415
- [12] R.O. Serha, D.A. Bozhko, M. Agrawal, R.V. Verba, M. Kostylev, V.I. Vasyuchka, B. Hillebrands, A.A. Serga, Adv. Mater. Interfaces, **9** (36), 2201323 (2022). DOI: 10.1002/admi.202201323
- [13] A. Krysztofik, N. Kuznetsov, H. Qin, L. Flajšman, E. Coy, S. van Dijken, Materials, **15** (8), 2814 (2022). DOI: 10.3390/ma15082814
- [14] А.С. Киндяк, ЖТФ, **64** (11), 99 (1994).
- [15] М. Стил, Б. Вюраль, *Взаимодействие волн в плазме твердого тела* (Атомиздат, М., 1973).
- [16] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны* (Физматлит, М., 1994).
- [17] A.V. Bogomolova, F.Yu. Ogrin, S.A. Nikitov, S.V. Grishin, J. Magn. Magn. Mater., **587**, 171278 (2023). DOI: 10.1016/j.jmmm.2023.171278
- [18] А.С. Борухович, А.В. Трошин, *Полупроводник и ферромагнетик монооксид европия в спинтронике* (Лань, СПб., 2017).

- [19] М.А. Черкасский, Б.А. Калиникос, Письма в ЖТФ, **39** (3), 87 (2013). [M.A. Cherkasskii, B.A. Kalinikos, Tech. Phys. Lett., **39** (2), 182 (2013). DOI: 10.1134/S1063785013020065].
- [20] Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны: от световодов к фотонным кристаллам* (Физматлит, М., 2005).
- [21] S. Watt, M. Kostylev, A.V. Ustinov, B.A. Kalinikos, Phys. Rev. Appl., **15** (6), 064060 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.064060