

11,09,03

Дифракция плоской электромагнитной волны на микрошаре из VO₂ в области фазового перехода

© И.В. Бычков^{1,2}, Д.А. Кузьмин^{1,2}, В.А. Толкачев¹, А.П. Каманцев³, В.В. Колецов³, В.Г. Шавров³

¹ Челябинский государственный университет,
Челябинск, Россия

² Южно-Уральский государственный университет,
Челябинск, Россия

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия

E-mail: bychkov@csu.ru

Поступила в Редакцию 30 декабря 2019 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2019 г.

Принята к публикации 10 января 2019 г.

Приводятся результаты исследования дифракции и распределение электромагнитного (ЭМ) поля в шаре из диоксида ванадия (VO₂) до и после фазового перехода металл–полупроводник (ФПМП). В результате расчетов показано, что после точки фазового перехода в VO₂ ($T > T_c$) излучение ЭМ-волны практически не проходит внутрь микрошара, а почти полностью отражается от него и рассеивается, что связано с резким увеличением мнимой части диэлектрической проницаемости микрошара и переходом VO₂ в металлическое состояние, и соизмеримостью длины излучения ЭМ волны с радиусом шара. Также выявлено, что интенсивность излучения на расстоянии в $2R$ от поверхности шара резко уменьшается, что связано с интерференцией волн за шаром (область тени). Из проведенного моделирования дифракции и распределения ЭМ-поля в микрошаре можно предложить новый метод исследования фазовых переходов типа ФПМП.

Ключевые слова: диоксид ванадия VO₂, фазовый переход, дифракция на микрошаре.

DOI: 10.21883/FTT.2020.06.49343.37M

В настоящее время, огромное внимание исследователей приковано к изучению различных эффектов взаимодействия электромагнитной волны с наноразмерными объектами (так называемыми наноантеннами) изготовленными из разных материалов. Обычно свойства наноантенн и наночастиц фиксированы, и чтобы расширить их практическое применение было бы неплохо иметь возможность изменять их свойства в процессе эксплуатации. С целью получить такие управляемые наноантенны и метаповерхности на их основе в последнее время предложены разные способы внедрения в наноструктуры оптически активных материалов: электрически активные материалы [1–3], магнитоактивные наноструктуры [4–7], материалы, изменяющие свои свойства при приложении упругих напряжений [8–10], гибридные наноструктуры, объединяющие функциональность разных способов контроля [11–13], и даже топологические преобразования в наноструктурах [14]. Несмотря на значительные успехи в разработке вышеуказанных методов, одним из наиболее привлекательных выглядит использование материалов, претерпевающих фазовый переход [15–17]. Наиболее часто используемые на практике наноантенны имеют форму, близкую к сферической. Поэтому с целью более глубокого понимания электродинамических процессов в наночастицах, претерпевающих фазовый переход, мы рассматриваем особенности дифракции электромагнитной волны на шаре. Для определенности в качестве материала, претерпевающего фазовый переход,

мы выбрали наиболее хорошо изученный материал — диоксид ванадия.

В диоксиде ванадия при температурах близких к комнатной происходит фазовый переход металл–полупроводник. С точки зрения зонной теории, он имеет частично заполненную d -оболочку. В электронном спектре присутствует щель (щель Мотта–Хаббарда), ширина которой зависит от различных внешних условий. Это позволяет осуществлять фазовый переход за счет изменения температуры, электрического поля (тока или напряжения), падающей электромагнитной волны определенной частоты, упругими напряжениями и т.д. [18–25]. При фазовом переходе происходит изменение комплексной диэлектрической проницаемости диоксида ванадия, что непосредственно влияет на его электродинамические свойства. В настоящей работе мы не рассматриваем конкретный механизм фазового перехода, а учитываем только изменение диэлектрической проницаемости материала. Добавим также, что в рассматриваемом случае, частота падающей электромагнитной волны значительно ниже частоты электромагнитной волны, которая может индуцировать фазовый переход в диоксиде ванадия.

Большинство существующих сейчас методов для расчета электромагнитной дифракции на частицах, основаны на теории Ми, позволяющая найти точное решение в виде бесконечных рядов для компонент рассеянного и внутренних полей при дифракции плоской электромагнитной волны на однородном изотропном шаре с

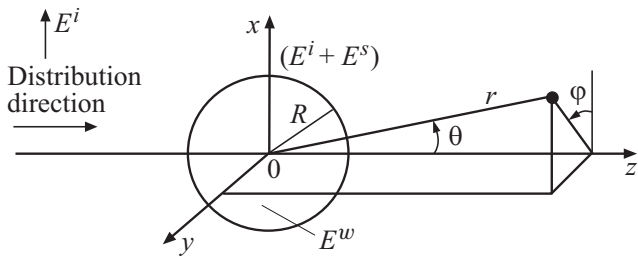


Рис. 1. Падение плоской монохроматической электромагнитной волны на сферическую частицу.

известным относительным показателем преломления. Хотя теория Ми позволяет найти поля в любой точке пространства, при практическом ее применении, рассчитываются поля на больших расстояниях по сравнению с размерами самих частиц. Для лучшего понимания процессов, которые будут происходить при ближнеполевом

взаимодействии наночастиц, требуется рассчитывать поля дифракции внутри и снаружи вблизи частицы.

В работе на основе теории Ми мы приводим результаты исследования дифракции и распределение электромагнитного (ЭМ) поля в шаре из диоксида ванадия (VO_2) до и после ФПМП внутри и вне (вблизи) диэлектрической сферы. В расчетах имитировали нагрев с помощью изменения показателя преломления материала, до фазового перехода ($T < T_c$) показатель преломления VO_2 брали $m = 2$, после ФПМП $m = 2 + i0.5$ [26,27].

Геометрия задачи изображена на (рис. 1). На шар радиуса R падает плоская электромагнитная волна вдоль оси Oz с поляризацией по оси Ox . Векторы напряженностей электрического поля обозначаются внутри шара E^w , вне частицы E^i — падающая волна, E^s — рассеянная волна.

ЭМ-поле внутри и вне шара рассчитывалось по хорошо зарекомендовавшей себя при решении подобных задач теории Ми, позволяющей найти строгое решение задачи о рассеянии электромагнитной волны сфериче-

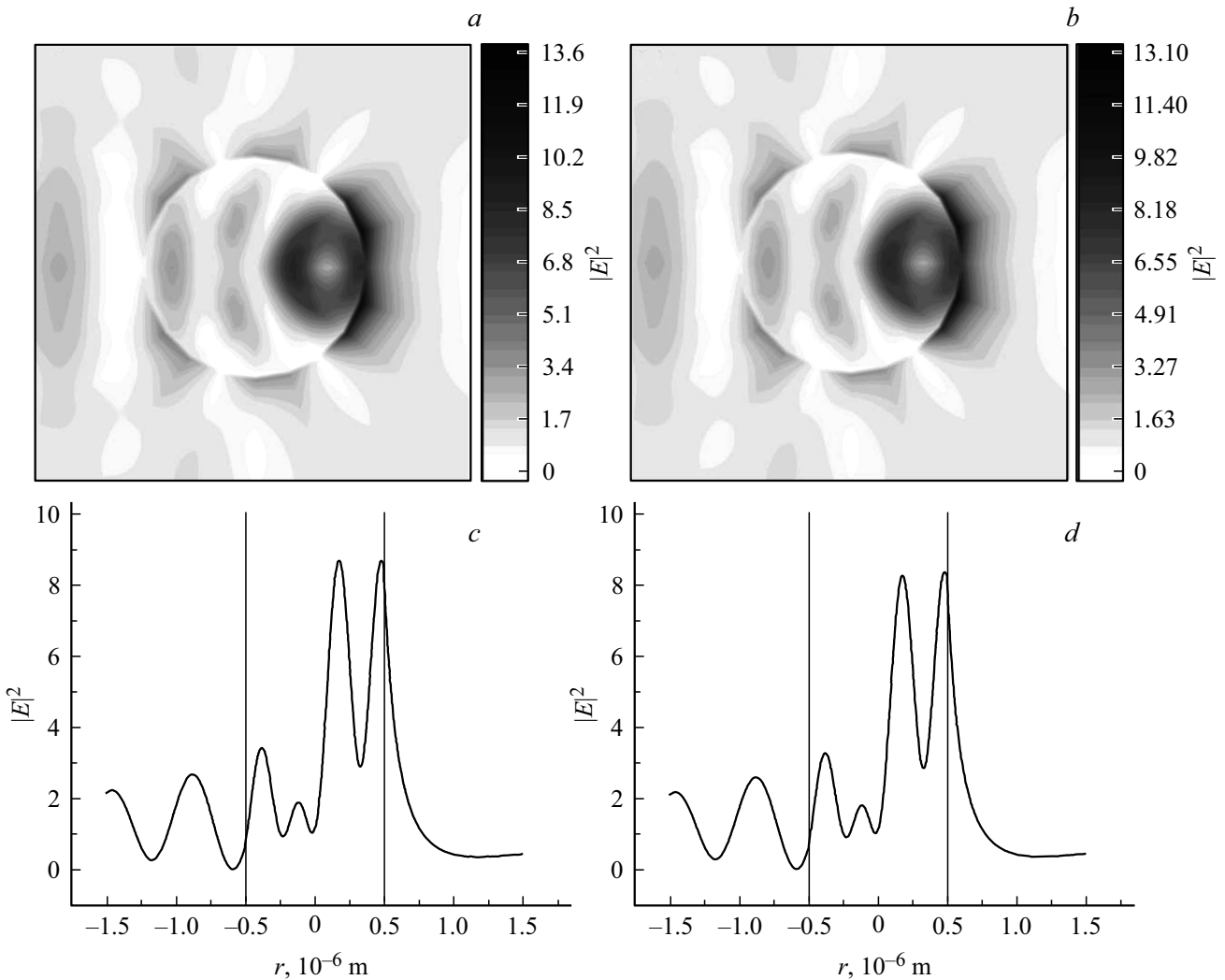


Рис. 2. Распределение энергии в плоскости XOZ при а) $m = 2$, б) $m = 2 + 0.005i$; сечения интенсивности квадрата модуля электрического поля вдоль оси OZ при в) $m = 2$, д) $m = 2 + 0.005i$.

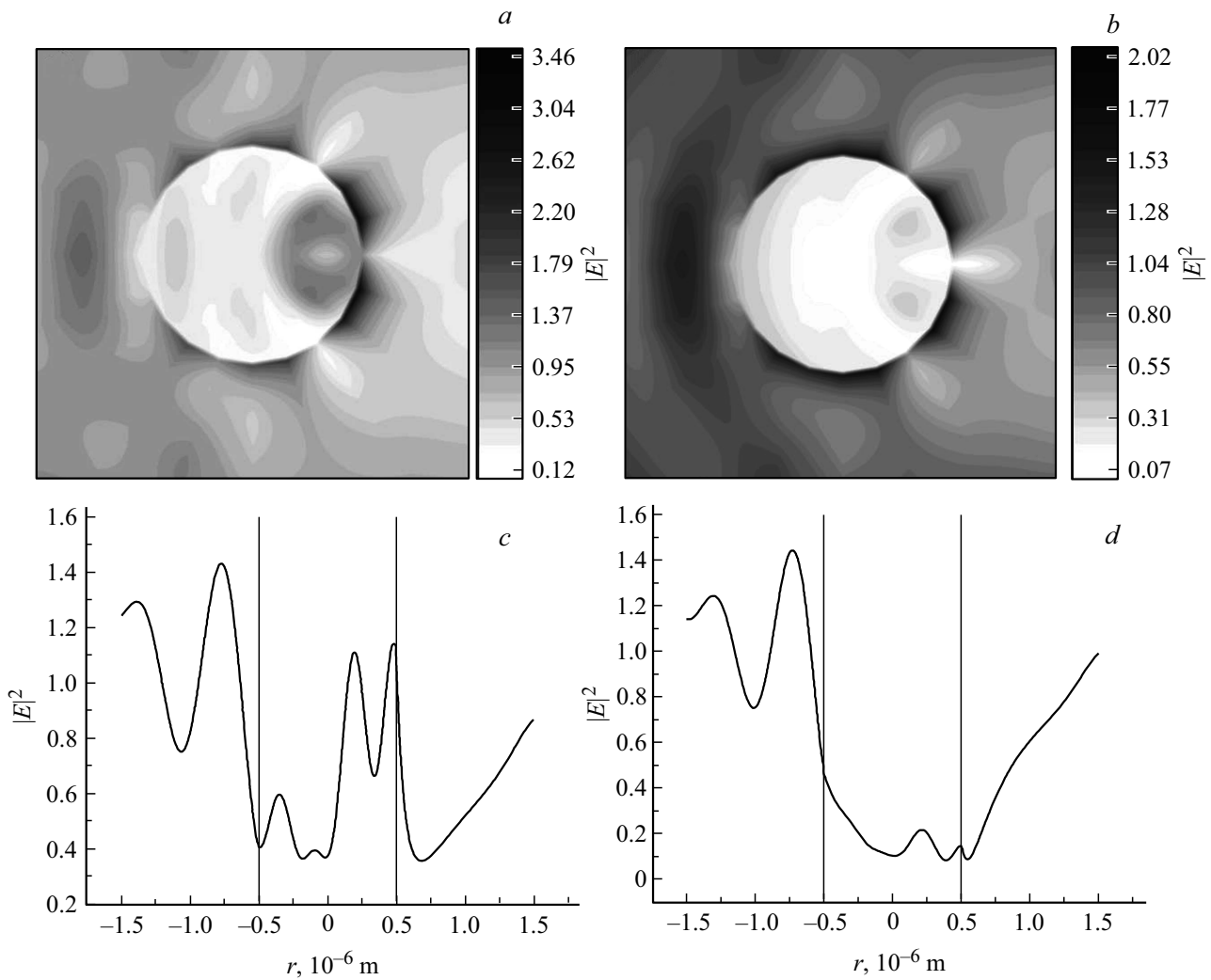


Рис. 3. Распределение энергии в плоскости XOZ при а) $m = 2 + 0.25i$, б) $m = 2 + 0.5i$, сечения интенсивности квадрата модуля электрического поля вдоль оси OZ при с) $m = 2 + 0.25i$, д) $m = 2 + 0.5i$.

ской частицей с известными параметрами (показателем преломления, радиусом). Компоненты ЭМ-поля в сферической системе координат имеют вид

$$\begin{aligned}
 E_r^s &= i \cos \varphi \sin \theta / (k^{(1)}r)^2 \sum_{n=1}^{\infty} E_n a_n n(n+1) \xi_n \pi_n, \\
 E_\theta^s &= \cos \varphi / (k^{(1)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i a_n \xi_n' \theta_n - b_n \xi_n \pi_n), \\
 E_\varphi^s &= \sin \varphi / (k^{(1)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (b_n \xi_n \tau_n - i a_n \xi_n' \pi_n), \quad (1) \\
 E_r^i &= -i \cos \varphi \sin \theta / (k^{(1)}r)^2 \sum_{n=1}^{\infty} E_n n(n+1) \psi_n \pi_n, \\
 E_\theta^i &= \cos \varphi / (k^{(1)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\psi_n \pi_n - i \psi_n \tau_n), \\
 E_\varphi^i &= \sin \varphi / (k^{(1)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i \psi_n' \pi_n - \psi_n \tau_n), \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_r^w &= -i \cos \varphi \sin \theta / (k^{(2)}r)^2 \sum_{n=1}^{\infty} E_n d_n n(n+1) \psi_n \pi_n, \\
 E_\theta^w &= \cos \varphi / (k^{(2)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (c_n \psi_n \pi_n - i d_n \psi_n' \tau_n), \\
 E_\varphi^w &= \sin \varphi / (k^{(2)}r) \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i d_n \psi_n' \pi_n - c_n \psi_n \tau_n), \quad (3)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 E_n &= i^n E_0 (2n+1) / n(n+1), \\
 \pi_n &= P_n^1 / \sin \theta, \\
 \tau_n &= dP_n^1 / d\theta. \quad (4)
 \end{aligned}$$

a_n, b_n, c_n и d_n коэффициенты Ми:

$$\begin{aligned}
 a_n &= [m\psi_n(mq)\psi_n'(q) - \psi_n(q)\psi_n'(mq)] / \\
 & \quad [m\psi_n(mq)\xi_n'(q) - \xi_n(q)\psi_n'(mq)],
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_n &= [\psi_n(mq)\psi'_n(q) - m\psi_n(q)\psi'_n(mq)] / \\
&\quad [\psi_n(mq)\xi'_n(q) - m\xi_n(q)\psi'_n(mq)], \\
c_n &= [m\psi_n(mq)\xi'_n(q) - \xi_n(q)\psi'_n(q)] / \\
&\quad [\psi_n(mq)\xi'_n(q) - m\xi_n(q)\psi'_n(mq)], \\
d_n &= [m\psi_n(q)\psi'_n(q) - \xi_n(q)\psi'_n(q)] / \\
&\quad [m\psi_n(mq)\xi'_n(q) - \xi_n(q)\psi'_n(mq)] \quad (5)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\psi_n(\rho) &= \sqrt{\pi\rho/2} J_{n+1/2}(\rho), \\
\chi_n(\rho) &= \sqrt{\pi\rho/2} Y_{n+1/2}(\rho), \\
\xi(\rho) &= \psi_n(\rho) + i\chi_n(\rho), \\
q &= k^{(1)}R, \\
\rho &= k^{(i)}r, \\
m &= k^{(2)}/k^{(1)}. \quad (6)
\end{aligned}$$

При численных расчетах радиус микрошара полагался равным $R = 500$ nm, показатель дифракции $q = 3$, что соответствует длине электромагнитной волны $\lambda = 1047$ nm. Амплитуду напряженности электрического поля в падающей волне полагали $E_0 = 1$. При расчетах, мы ограничились первыми десятью членами разложения. Расчеты показали, что дальнейшее увеличение числа членов ряда не приводит к существенным изменениям результатов.

Результаты моделирования приводятся на рис. 2, 3. На рис. 2, *a, b* показано двухмерное распределение энергии ЭМ-поля $|E|^2$ (плоскость xOz совпадает с плоскостью поляризации падающей плоской волны) до фазового перехода VO_2 , и виден эффект фокусировки ЭМ-поля в микрошаре, что показано затемнением внутри шара на рис. 2, *a, b* и максимумами распределения $|E|^2$ на рис. 2, *c, d*. Из графиков на рис. 3, *a, b* можно сделать вывод, что после точки фазового перехода в VO_2 ($T > T_c$) излучение ЭМ-волны практически не проходит внутрь микрошара, а практически полностью отражается от него и рассеивается, что связано с резким увеличением мнимой части диэлектрической проницаемости микрошара и переходом VO_2 в металлическое состояние, и соизмеримостью длины излучения ЭМ-волны с радиусом шара.

Также надо отметить, что интенсивность излучения на расстоянии в $2R$ от поверхности шара (рис. 2, *c, d*) резко уменьшается, что связано с интерференцией волн за шаром (область тени). Исходя из рис. 3, *d*, когда VO_2 находится в металлическом состоянии, интенсивность ЭМ-поля резко возрастает за шаром, что также связано с эффектом интерференции.

Из проведенного моделирования дифракции и распределения ЭМ-поля в микрошаре можно предложить новый метод исследования фазовых переходов типа ФГМП.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 17-57-150001, № 19-07-00246, № 17-57-560002, 20-37-70038 и при поддержке Правительства РФ (Постановление № 211 от 16.03.2013г.), соглашение № 02.A03.21.0011.

Конфликт интересов

Авторы не имеют конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.V. Krasavin, N.I. Zheludev. Appl. Phys. Lett. **84**, 1416 (2004).
- [2] Q. Zhao, L. Kang, B. Du, B. Li, J. Zhou. Appl. Phys. Lett. **90**, 011112 (2007).
- [3] J. Berthelot, A. Bouhelier, C. Huang, J. Margueritat, G. Colas-des-Francis, E. Finot, J-C. Weeber, A. Dereux, S. Kostcheev, H.I.E. Ahrach, A-L. Baudrion, J. Plain, R. Bachelot, P. Royer, G.P. Wiederrecht. Nano Lett. **9**, *11*, 3914 (2009).
- [4] D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov. Nano Lett. **16**, 4391 (2016).
- [5] W.J.M. Kort-Kamp, F.S.S. Rosa, F.A. Pinheiro, C. Farina. PRL **111**, 215504 (2013).
- [6] D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov. Opt Lett. **40**, *11*, 2557 (2015).
- [7] M.O. Usik, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, D.A. Kuzmin. Open Mater. Sci. **5**, 7 (2019).
- [8] G.-X. Ni, H.-Z. Yang, W. Ji, S.-J. Baek, Ch.-T. Toh, J.-H. Ahn, V.M. Pereira, B. Özyilmaz. Adv Mater. **26**, 7, 1081 (2014).
- [9] M. Oliva-Leyva, G.G. Naumis. Phys. Rev. B **93**, 035439 (2016).
- [10] V.V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D.V. Guzatov, A. Ce-bollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch. Nature Photon. **4**, 107 (2010).
- [11] V.V. Temnov. Nature Photon. **6**, 728 (2012).
- [12] V.V. Temnov, I. Razdolski, T. Pezeril, D. Makarov, D. Seletskiy, A. Melnikov, K.A. Nelson. J. Opt. **18**, 093002 (2016).
- [13] W. Zheng, A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Lupke. Sci. Rep. **4**, 6191 (2014).
- [14] D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov, V.V. Temnov. ACS Photon. **4**, 1633 (2017).
- [15] A. Kuzyk, R. Schreiber, H. Zhang, A.O. Govorov, T. Liedl, N. Liu. Nature Mater. **13**, 862 (2014).
- [16] Q. Wang, E.T.F. Rogers, B. Gholipour, C.-M. Wang, G. Yuan, J. Tqng, N.I. Zheludev. Nature Photon. **10**, 60 (2016).
- [17] J. Rensberg, S. Zhang, Y. Zhou, A.S. McLeod, C. Schwarz, M. Goldflam, M. Liu, J. Kerbusch, R. Nawrodt, S. Ramanathan, D.N. Basov, F. Capasso, C. Ronning, M.A. Kats. Nano Lett. **16**, 1050 (2016).
- [18] S. Lysenko, V. Vikhnin, A. Rua, F. Fernandez, H. Liu. Phys. Rev. B **82**, 205425 (2010).
- [19] C. Chen, R. Wang, L. Shang, C. Guo. Appl. Phys. Lett. **93**, 171101 (2008).
- [20] M. Rini, A. Cavalleri, R.W. Schoenlein, R. López, L.C. Feldman, R.F. Haglund, L.A. Boatner, T.E. Haynes. Opt. Lett. **30**, 5, 558 (2005).

- [21] S. Lysenko, A.J. Rua, V. Vikhnin, J. Jimenez, F. Fernandez, H. Liu. *Appl. Surf. Sci.* **252**, 15, 5512 (2006).
- [22] H. Guo, K. Chen, Y. Oh, K. Wang. *Nano Lett.* **11**, 3207 (2011).
- [23] A. Cavalleri, Cs. Toth, C.W. Siders, J.A. Squier, F. Raksi, P. Forget, J.C. Kieffer. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 23, 237401 (2001).
- [24] A.B. Ilyinskiy, O.E. Kvashenkina, E.B. Shadrin. *Semiconductors* **46**, 4, 422 (2012).
- [25] G. Stefanovich, A. Pergament, D. Stefanovich. *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 41, 8837 (2000).
- [26] Y. Zhou, X. Chen, C. Ko, Z. Yang, C. Mouli, S. Ramanathan. *IEEE Electron Dev. Lett.* **34**, 2, 220 (2013).
- [27] A.P. Kamantsev, V.V. Koledov, V.G. Shavrov, D.S. Kalenov, M.P. Parkhomenko, S.V. von Gratowski, N.V. Shahmirzadi, T. Pakizeh, A.V. Irzhak, V.M. Serdyuk, J.A. Titovitsky, Iu.P. Novoselova, A.A. Komlev, A.E. Komlev, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov. *IEEE J. Electromagn., RF Microwaves Medicine Biology* **3**, 1, 17 (2019).
- [28] Д.О. Кикалов, В.П. Малиненко, А.Л. Пергамент, Г.Б. Стефанович. *Письма в ЖТФ* **25**, 8, 81 (1999).

Редактор Т.Н. Василевская