

16,04

## Перестраиваемое поле стоячей волны в слоистых фотонных структурах

© А.Н. Калиш<sup>1,2</sup>, Д.М. Кричевский<sup>1</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково, Москва, Россия

<sup>2</sup> Научно-образовательная школа „Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина“, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: a.kalish@rqc.ru

Поступила в Редакцию 5 марта 2024 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2024 г.

Принята к публикации 22 ноября 2024 г.

В данной работе рассмотрено перестраивание конфигурации оптического поля в диэлектрическом слое, граничащем с однородной средой или с фотонным кристаллом, при изменении длины волны. Проведено аналитическое рассмотрение задачи. Показано, что наиболее оптимальной конфигурацией для эффективного перестраивания положения пучностей оптической стоячей волны является использование фотонного кристалла в качестве подложки. При этом фаза оптического поля внутри тонкой пленки сильно зависит от длины волны излучения ( $3.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ) в сравнении с пленкой без фотонного кристалла ( $0.4 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ). Полученные результаты полезны для применения в таких областях, как экситоника и магнотоника, а также для развития методов расчета фотонных структур.

**Ключевые слова:** фотонный кристалл, ближнее оптическое поле, слоистые структуры.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59348.43

Задача создания заданного пространственного распределения оптического поля является практически важной для многих приложений. В частности, создание эффективных солнечных элементов требует локализации энергии электромагнитного поля в полупроводниковых слоях структуры [1,2]. Приложения для медицины включают в себя термическое разрушение зараженных клеток, что также требует локализации поля в конкретной пространственной области [3,4]. Обширной областью применения является нелинейная оптика [5,6]. Примером нелинейно-оптического эффекта, требующего концентрации поля накачки в малой пространственной области, является поверхностно-усиленное рамановское рассеяние [7]. Важной областью применения концентрированного поля является термомагнитная запись информации, для которой требуется локальный нагрев магнитного материала в области перемагничивания [8]. Еще одной областью приложений, требующих пространственной локализации оптического поля, являются задачи оптического перемагничивания и генерации спиновых волн, для которых необходима концентрация поля в магнитных материалах в требуемой области перемагничивания. Перемагничивание в этом случае осуществляется, например, посредством обратного магнитооптического эффекта Фарадея, величина которого зависит от интенсивности поля накачки [9–11].

Одним из способов создания неоднородного оптического поля является формирование стоячей волны. Для практических целей может быть полезно перестраивать

положения пучностей стоячей волны, создавая таким образом нанометровые области концентрации энергии электрического поля. В частности, это может быть применено для эффективного связывания фотонов и экситонов в полупроводниковых структурах [12,13]. Другим возможным применением является оптомагнитная генерация стоячих спиновых волн в магнитном материале [14].

В настоящей работе описано распределение оптического поля в диэлектрическом слое, граничащем с диэлектрической подложкой, металлом или фотонным кристаллом. Предложен полностью аналитический подход, с помощью которого можно получать требуемое распределение.

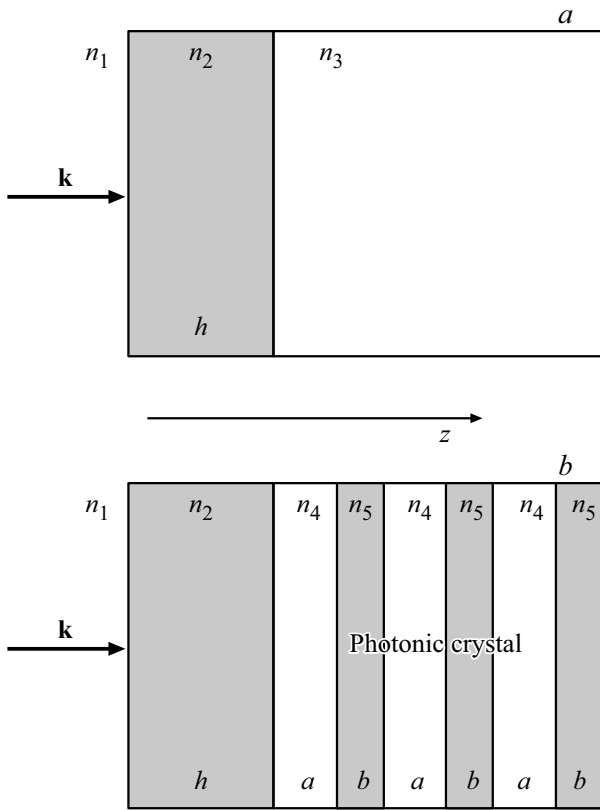
Рассмотрим слой диэлектрика с показателем преломления  $n_2$  и толщиной  $h$ . Пусть с одной стороны он граничит со средой с показателем преломления  $n_1$ , а с другой — с показателем преломления  $n_3$ . Свет падает нормально из первой среды (рис. 1, а).

Из формул Френеля [15] можно получить, что электрическое поле в слое выражается формулой:

$$E(z) = A \left\{ n_2 \cos(k_0 n_2 (z - h)) + i n_3 \sin(k_0 n_2 (z - h)) \right\}, \quad (1)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$  — вакуумное волновое число,  $\lambda$  — длина волны в вакууме,

$$A = \frac{2n_1}{n_2(n_1 + n_3) \cos(k_0 n_2 h) - i(n_2^2 + n_1 n_3) \sin(k_0 n_2 h)}, \quad (2)$$



**Рис. 1.** Рассматриваемая структура: диэлектрический слой, граничащий (а) с однородной средой, (б) с фотонным кристаллом.

Здесь ось  $z$  направлена перпендикулярно границе слоев, точки  $z = 0$  и  $z = h$  соответствуют границам с первой и с третьей средами соответственно. Если пренебречь поглощением, то распределение интенсивности поля в слое может быть выражено следующим образом:

$$|E(z)|^2 = |A|^2 \left\{ n_3^2 + (n_2^2 - n_3^2) \cos^2(k_0 n_2 (z - h)) \right\}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что оптическое поле внутри слоя не обращается в нуль, а на границе с третьей средой поле всегда максимально. При изменении длины волны лишь меняется расстояние между пучностями оптического поля в слое. Однако для практических приложений может быть важно получить распределение оптического поля в виде стоячей волны, причем положение узлов и пучностей желательно делать легко перестраиваемым. Этого можно достичь, если показатель преломления третьей среды является мнимым:

$$n_3 = i\kappa_3. \quad (4)$$

В частности, это справедливо для металлов, которые характеризуются отрицательными значениями диэлектрической проницаемости в оптическом диапазоне. В этом случае распределение интенсивности поля имеет вид:

$$|E(z)|^2 = |A|^2 \{ n_2^2 + \kappa_3^2 \} \cos^2(k_0 n_2 (z - h) + \phi), \quad (5)$$

где

$$\phi = \text{atan}\left(\frac{\kappa_3}{n_2}\right). \quad (6)$$

Величину  $\phi$ , определяемую согласно формуле (5), назовем фазой поля. Она характеризует поле стоячей волны в рассматриваемом слое конечной толщины с учетом падения света из первой среды. Фаза поля оказывается важна для перестраивания конфигурации распределения поля внутри слоя, так как изменение длины волны меняет лишь расстояние между пучностями стоячей волны, а изменение фазы поля изменяет их положение.

Как показывают расчеты (рис. 2, а), полученное таким образом распределение поля слабо перестраивается при изменении длины волны. Для расчетов в качестве диэлектрика был взят  $\text{SiO}_2$ , в качестве металла — золото, толщина диэлектрического слоя 500 nm. Диэлектрические проницаемости взяты из [16] и [17] для  $\text{SiO}_2$  и золота соответственно, при этом мы не учитываем мнимую часть диэлектрической проницаемости золота, чтобы рассмотреть идеальный случай чисто мнимого показателя преломления. Расстояние между пучностями очевидно изменяется, так как меняется длина волны стоячей волны, однако на границе с третьей средой всегда почти минимум поля.

Другим интересным случаем является фотонный кристалл в качестве третьей среды. Поскольку формулы (1)–(2) получены, исходя из формул Френеля, они остаются справедливыми для любой неоднородной среды, в том числе для фотонного кристалла. При этом под показателем преломления понимается величина, обратная волновому импедансу прошедшей волны, то есть отношение комплексных амплитуд магнитного и электрического поля прошедшей волны на границе фотонного кристалла:

$$n_3 = \frac{H(z = h)}{E(z = h)}. \quad (7)$$

Пусть фотонный кристалл образован чередующимися слоями с показателями преломления  $n_4$  и  $n_5$  и толщинами  $a$  и  $b$  соответственно, при этом рассматриваемый диэлектрический слой  $n_2$  граничит со слоем  $n_4$  (рис. 1, б). Из явного вида блоховской волны можно получить:

$$n_3 = i n_4 \times \frac{2n_5 \exp\{iK(a+b)\} - (n_4 + n_5) \cos(k_0 n_4 a + k_0 n_5 b) + (n_4 - n_5) \cos(k_0 n_4 a - k_0 n_5 b)}{(n_4 - n_5) \sin(k_0 n_4 a - k_0 n_5 b) - (n_4 + n_5) \sin(k_0 n_4 a + k_0 n_5 b)}, \quad (8)$$

где  $K$  – блоховское число. Обозначим  $\alpha = \cos\{K(a+b)\}$ . Тогда справедливо соотношение [18]:

$$\alpha = \cos(k_0 n_4 a) \cos(k_0 n_5 b) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_4}{n_5} + \frac{n_5}{n_4} \right) \sin(k_0 n_4 a) \sin(k_0 n_5 b). \quad (9)$$

Формула (9) дает два решения для  $K$ , соответствующих блоховским волнам, распространяющимся в противоположных направлениях вдоль оси  $z$ . Нужно выделить решение, соответствующее прошедшей волне.

В разрешенной зоне, где  $|\alpha| < 1$ , прошедшей волной является блоховская волна с положительной групповой скоростью. В нечетных разрешенных зонах такие волны имеют положительное значение блоховского числа в первой зоне Бриллюэна (при этом должно быть  $\sin\{K(a+b)\} > 0$ ), а в четных — отрицательное ( $\sin\{K(a+b)\} < 0$ ). Так как разрешенная зона не выходит за пределы интервала  $k_{0(m-1)} < k_0 < k_{0m}$ , где  $k_{0m} = \pi m / (n_4 a + n_5 b)$  — центры запрещенных зон, то выражение для блоховского числа прошедшей волны можно представить в таком виде:

$$\exp\{iK(a+b)\} = \alpha + i \{ \text{sign}(\sin(k_0 n_4 a + k_0 n_5 b)) \} \sqrt{1 - \alpha^2}. \quad (10)$$

В запрещенной зоне ( $|\alpha| > 1$ ) прошедшей волной является блоховская волна, затухающая в положительном направлении оси  $z$ , то есть имеющая положительную мнимую часть блоховского числа. Это равносильно условию  $|\exp\{iK(a+b)\}| < 1$ , откуда получаем:

$$\exp\{iK(a+b)\} = \alpha - (\text{sign } \alpha) \sqrt{\alpha^2 - 1}. \quad (11)$$

Формулы (8)–(11) полностью определяют эффективный показатель преломления фотонного кристалла для расчета коэффициента отражения от него по формулам Френеля и, как следствие, для расчета распределения оптического поля по формуле (1). В случае разрешенной зоны эффективный показатель преломления фотонного кристалла является комплексным, поэтому, вообще говоря, оптическое поле в диэлектрическом слое (вторая среда) не обращается в нуль, при этом фаза поля на границе с фотонным кристаллом является произвольной. В случае запрещенной зоны, как видно из формулы (11), величина  $\exp\{iK(a+b)\}$  является вещественной, поэтому эффективный показатель преломления фотонного кристалла  $n_3$  является чисто мнимым. В этом случае распределение оптического поля в диэлектрическом слое описывается формулами (4)–(6). Оптическое поле обращается в нуль в узлах стоячей волны, а фаза поля  $\phi$  на границе с фотонным кристаллом, определенная формулой (5), существенно меняется при изменении длины волны.

Для расчетов был взят фотонный кристалл, состоящий из слоев  $\text{TiO}_2$  и  $\text{SiO}_2$  толщинами 89 и 138 nm соответственно. Показатель преломления для  $\text{TiO}_2$  взят из [19]. При таких параметрах запрещенная зона находится в пределах от 710 до 910 nm. На рис. 2, *b* показаны результаты расчета для границ запрещенной зоны. Видно, что фаза поля  $\phi$  изменяется значительно.

На рис. 3 показана зависимость фазы поля  $\phi$  от длины волны для золота и для фотонного кристалла в качестве подложки. Из рисунка видно, что в случае фотонного кристалла в запрещенной зоне имеется достаточно сильная зависимость фазы поля от длины волны:

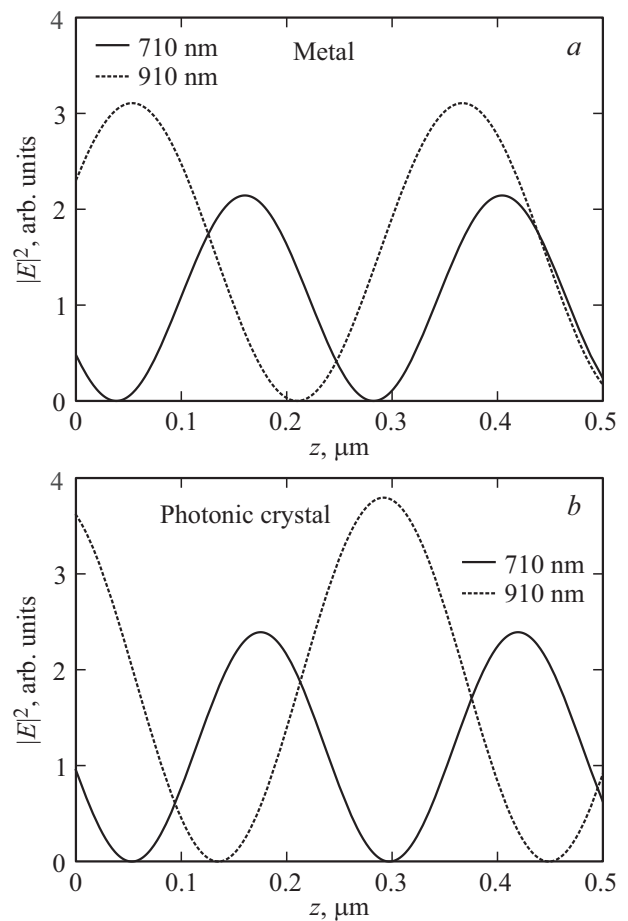


Рис. 2. Распределение поля в диэлектрическом слое, граничащем (a) с золотом и (b) с фотонным кристаллом, на длинах волн 710 nm (сплошная линия) и 910 nm (штриховая линия).

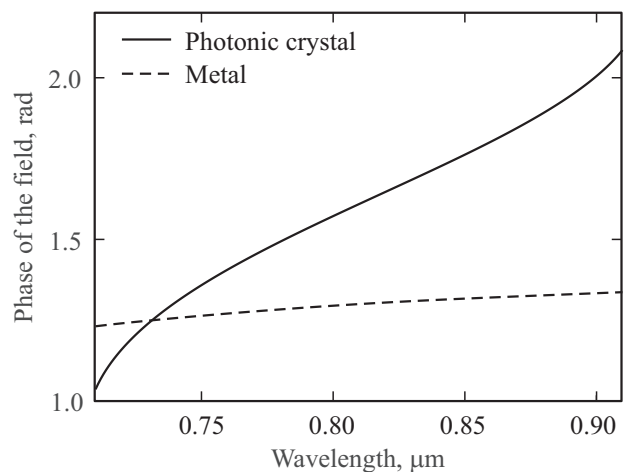


Рис. 3. Зависимость фазы поля  $\phi$ , определенной формулой (5), от длины волны для фотонного кристалла (сплошная линия) или золота (штриховая линия) в качестве подложки.

изменение фазы поля для фотонного кристалла составляет примерно  $3.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ , а для золота —  $0.4 \text{ rad}/\mu\text{m}$ . Более того, эту зависимость фазы поля от длины волны

можно менять подбором параметров фотонного кристалла. Поэтому фотонные кристаллы оказываются гораздо предпочтительнее.

Также важным преимуществом фотонных кристаллов являются пренебрежимо малые оптические потери. В реальных металлах поглощение всегда присутствует, что приводит к тому, что показатель преломления не является чисто мнимым, и поэтому оптическое поле не обращается в ноль в узлах стоячей волны.

Фаза поля  $\phi$  позволяет оценить и дальнепольные оптические свойства структуры, в случае, когда третья среда обладает мнимым эффективным показателем преломления, то есть мнимым импедансом. Так как фаза поля определяет величину поля на границе второй и третьей среды, полное пропускание можно оценить по формуле

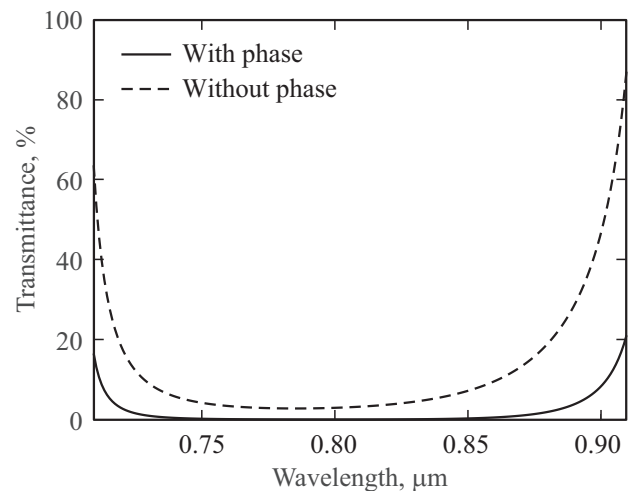
$$T = \frac{n_{\text{out}}}{n_1} |E(h)|^2 \exp(-2 \operatorname{Im}(k_{3z})d)$$

$$= \frac{n_{\text{out}}}{n_1} |A|^2 \{n_2^2 + \kappa_3^2\} \cos^2(\phi) \exp(-2 \operatorname{Im}(k_{3z})d), \quad (12)$$

где  $d$  — толщина третьей среды,  $n_{\text{out}}$  — показатель преломления среды за структурой, в которую уходит прошедшая волна,  $k_{3z} = K$  для фотонного кристалла и  $k_{3z} = k_0 n_3 = i k_0 \kappa_3$  для металла. При этом предполагается, что третья среда достаточно толстая, и в ней можно пренебречь обратными волнами.

Из формулы (12) видно, что зависимость коэффициента пропускания от длины волны обусловлена мнимой частью эффективного показателя преломления третьей среды и непосредственно фазой поля. На рис. 4 показан рассчитанный по формуле (12) коэффициент пропускания для структуры, содержащей фотонный кристалл с 5 парами слоев, а также для гипотетической структуры с таким же фотонным кристаллом, но без учета зависимости фазы поля от длины волны (фаза поля принята равной нулю). Видно, что фаза поля оказывает существенное влияние как на величину коэффициента пропускания, так и на ширину полосы непропускания: без учета фазы поля полоса сужается.

Можно отметить, что полученные формулы (8)–(11) полностью и однозначно определяют входной волновой импеданс фотонного кристалла  $Z_{\text{in}} = 1/n_3$ . Аналогично можно получить формулы для выходного импеданса: отличие в том, что вместо проходящей блоховской волны для выбора правильного значения блоховского числа  $K$  нужно рассматривать блоховскую волну, падающую на границу фотонного кристалла. Это приведет к тому, что в формулах (10) и (11) перед вторыми слагаемыми надо брать противоположный знак. Полученные формулы (8)–(11) могут быть применимы для расчета и анализа фотонных структур, в частности, при использовании импедансного метода, в котором фотонный кристалл рассматривается как единый слой [20,21]. Отметим, что в работе [21] получена формула, аналогичная формуле (8), однако она не является однозначной, и алгоритм выделения правильного решения отсутствует.



**Рис. 4.** Коэффициент пропускания структуры с фотонным кристаллом (сплошная линия) и гипотетической структуры с фотонным кристаллом без учета фазы поля (штриховая линия).

Таким образом, показано, что в слое, граничащем с фотонным кристаллом, в запрещенной зоне сильно перестраивается конфигурация ближнего поля, это напрямую влияет и на коэффициент пропускания. Получены аналитические формулы для распределения оптического поля внутри слоя, граничащего с фотонным кристаллом. Показано, что использование фотонного кристалла является наиболее предпочтительным по сравнению с однородными отражающими материалами (металлами), так как в этом случае фаза поля стоячей волны имеет существенную зависимость от длины волны ( $3.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ), что позволяет легко перестраивать конфигурацию поля, а также конфигурация поля определяется подбором параметров фотонного кристалла (пассивный контроль). Продемонстрированный подход позволяет получать заданное распределение оптического поля внутри диэлектрического слоя, что является важным в задачах экситоники, нелинейной оптики, фотовольтаики, магнетики и т. п.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00310).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] S. El Himer, S. El Ayane, S. El Yahyaoui, J.P. Salvestrini, A. Ahaitouf. *Energies*, **13**, 21, 5721 (2020).
- [2] A. Ejaz, H. Babar, H.M. Ali, F. Jamil, M.M. Janjua, I.R. Fattah, Z. Said, C. Li. *Sustainable Energy Technologies and Assessments* **46**, 101199 (2021).

- [3] J. Chen, D. Wang, J. Xi, L. Au, A. Siekkinen, A. Warsen, Z.-Y. Li, H. Zhang, Y. Xia, X. Li. *Nano Lett.* **7**, 5, 1318 (2007).
- [4] L.F.A. Al-Barram. *Lasers Med. Sci.* **36**, 2, 325 (2021).
- [5] K. Rottwitt, P. Tidemand-Lichtenberg. *Nonlinear optics: principles and applications*. CRC Press, Boca Raton (2014). 349 c.
- [6] E. Garmire. *Opt. Expr.* **21**, 25, 30532 (2013).
- [7] B. Sharma, R.R. Frontiera, A.-I. Henry, E. Ringe, R.P. Van Duyne. *Mat. Today* **15**, 1–2, 16 (2012).
- [8] W. Chen, J. Chen, Z. Gan, K. Luo, Z. Huang, P. Lu. *IEEE Trans. Magn.* **56**, 7, 3000105 (2020).
- [9] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, Th. Rasing. *Nature* **435**, 655 (2005).
- [10] A.I. Chernov, M.A. Kozhaev, I.V. Savochkin, D.V. Dodonov, P.M. Vetoshko, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov. *Opt. Lett.* **42**, 2, 279 (2017).
- [11] M. Jäckl, V.I. Belotelov, I.A. Akimov, I.V. Savochkin, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Phys. Rev. X* **7**, 2, 021009 (2017).
- [12] Z. Zhang, M. Nishioka, C. Weisbuch, Y. Arakawa. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 9, 1068 (1994).
- [13] H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. *Nature Phot.* **5**, 273 (2011).
- [14] D.M. Krichevsky, D.O. Ignatyeva, V.A. Ozerov, V.I. Belotelov. *Phys. Rev. Appl.* **15**, 3, 034085 (2021).
- [15] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge University Press, Cambridge (2013). 992 c.
- [16] I.H. Malitson. *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 10, 1205 (1965).
- [17] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, San Diego (1998). 3224 c.
- [18] A. Yariv, P. Yeh. *Optical waves in crystal propagation and control of laser radiation*. John Wiley and Sons, Inc., N.Y. (2002). 604 c.
- [19] J.R. DeVore. *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 6, 416 (1951).
- [20] S.K. Sekatskii, A. Smirnov, G. Dietler, M. Nur E. Alam, M. Vasiliev, K. Alameh. *Appl. Sci.* **8**, 2, 248 (2018).
- [21] V.N. Konopsky, *New Journ. Phys.*, **12** (9), 093006 (2010).

Редактор К.В. Емцев