

Адаптивный фотоприемник на основе эффекта нестационарной фото-ЭДС в задачах регистрации упругих деформаций и напряжений

© М.А. Брюшинин,¹ В.В. Куликов,¹ А.А. Петров,¹ И.А. Соколов,¹ А.М. Балбашов²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Московский энергетический институт,
111250 Москва, Россия
e-mail: mb@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 14 апреля 2016 г.)

Исследовано детектирование оптических фазомодулированных сигналов, создаваемых механическими колебаниями прозрачного объекта – стеклянной плоскопараллельной пластины. Регистрация сигнала осуществлялась с помощью интерферометрической схемы, использующей эффект нестационарной фото-ЭДС в адаптивном фотоприемнике на основе кристалла β -Ga₂O₃. Механическая система, состоящая из стеклянной пластины и пьезоэлектрического преобразователя, демонстрирует резонансное поведение в области частот 100 kHz. Распределение амплитуды фазовой модуляции по поверхности пластины имеет колоколообразный профиль в выбранной области частот. Характеристики адаптивного фотоприемника определены для длины волны света $\lambda = 532$ nm.

DOI: 10.21883/JTF.2017.03.44247.1932

1. Введение

За последние годы возникло довольно большое количество интерферометрических приложений, требующих регистрации отклика среды на колебательное воздействие [1–7]. Использование фоторефрактивных кристаллов в таких приложениях обеспечивает достаточно высокую чувствительность, возможность работы со сложными волновыми фронтами, а также адаптивность интерферометра. Перечисленные характеристики могут быть также достигнуты и в схеме, использующей адаптивный фотоприемник на основе эффекта нестационарной фото-ЭДС.

Эффект нестационарной фото-ЭДС заключается в возникновении переменного электрического тока в образце, освещаемом колеблющейся интерференционной картиной. Ток появляется вследствие периодических пространственных сдвигов решеток фотопроводимости и поля пространственного заряда. В формировании этих решеток участвуют процессы возбуждения носителей заряда, диффузии и дрейфа в электрическом поле, а также захвата на локальные центры. Такой сложный характер возникновения сигнала позволяет использовать эффект для исследования фотоэлектрических процессов и определения параметров материала, таких как тип и величина проводимости, время жизни, диффузионная длина и подвижность носителей заряда [8–12]. Другим применением эффекта является детектирование оптических фазо- и частотно-модулированных сигналов [13–19].

Детектирование оптических фазомодулированных сигналов с использованием адаптивных фотоприемников обычно проводится в виброметрической схеме, в которой фазовая модуляция создается путем отражения света от колеблющегося объекта. В настоящей работе мы

исследуем режим возбуждения сигнала нестационарной фото-ЭДС, в котором фазовая модуляция сигнального луча возникает при прохождении света через прозрачный объект, подвергающийся периодической упругой деформации. В качестве прозрачного объекта выбрана плоскопараллельная стеклянная пластина ПМ-15, а в качестве адаптивного фотоприемника впервые используется кристалл β -Ga₂O₃, приобретающий все большую популярность в современной оптике и электронике [20–24].

2. Экспериментальная установка

Установка для исследования упругих колебаний прозрачного объекта показана на рис. 1. Свет второй гармоники Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 532$ nm разделяется на два луча с мощностями $P_r = 4$ mW и $P_s = 6$ mW. Эти лучи формируют интерференционную картину с пространственной частотой K , контрастом $m = 0.98$ и средней интенсивностью I_0 на поверхности кристалла. Один из лучей проходит через прозрачную стеклянную пластину ПМ-15. Пластина изготовлена из стекла К8 и имеет диаметр 30.3 mm и толщину 15.87 mm. Передняя и задняя поверхности имеют оптическое качество. На боковой цилиндрической поверхности присутствуют две диаметрально расположенные плоские площадки (лыски) шириной 6.6 mm, используемые для зажима пластины. Колебательная деформация пластины создается пьезоэлектрическим преобразователем. Для калибровки фотоприемника на основе β -Ga₂O₃ используется электрооптический модулятор, размещенный в опорном луче интерферометра. Будучи включенным он вносит фазовую модуляцию с амплитудой $\Delta_c = 0.61$ и частотой ω . Ток, возникающий в фотоприемнике,

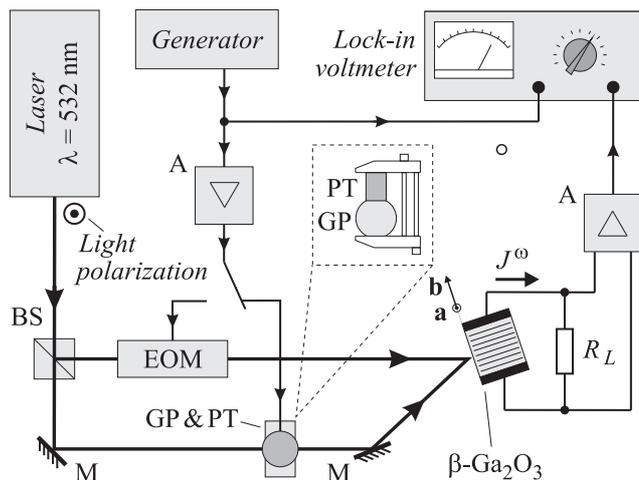


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования механических колебаний прозрачных объектов. EOM — электрооптический модулятор, BS — светоделитель, М — зеркало, А — усилитель, GP — стеклянная пластина, PT — пьезоэлектрический преобразователь. На вставке, обозначенной штриховой линией, изображены стеклянная пластина, пьезоэлектрический преобразователь и сжимающая их струбина в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света.

приводит к появлению напряжения на нагрузочном сопротивлении, которое затем усиливается и измеряется lock-in вольтметром. Плоскость поляризации перпендикулярна плоскости падения света на фотоприемник (ТЕ-поляризация).

$\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ является моноклинным кристаллом с размерами элементарной ячейки $a = 1.223 \text{ nm}$, $b = 0.304 \text{ nm}$, $c = 0.580 \text{ nm}$ и $\beta = 103.7^\circ$ [25]. Ширина запрещенной зоны составляет $E_g = 4.84 \text{ eV}$ [26]. Статическая диэлектрическая проницаемость является тензором с главными значениями $\epsilon_{11} = 10.84$, $\epsilon_{22} = 11.49$ и $\epsilon_{33} = 13.89$ [27].

Кристалл оксида галлия был выращен методом зонной плавки на установке URN-2-ZM, собранной в НИУ МЭИ [28]. Затравка ориентировалась так, чтобы рост осуществлялся вдоль направления [010]. Выбранная скорость роста в 10 mm/h обеспечивала стабильность процесса кристаллизации. Качество получаемых монокристаллов зависит от типа атмосферы и ее давления. Образец, используемый в настоящей работе, был выращен в кислородной атмосфере с давлением 60 bar , обеспечившей наилучшее качество кристалла.

Исследование выращенного кристалла методами рентгеновской и оптической спектроскопии было проведено в предыдущей работе [29]. Используя метод Лауэ, кристалл был сориентирован, были подтверждены параметры решетки, известные из литературы [25], а также показано отсутствие двойникования кристалла. Кристалл демонстрирует пропускание порядка 80% в видимой и инфракрасной областях спектра ($400\text{--}1100 \text{ nm}$) и край поглощения в области $\lambda < 270 \text{ nm}$, соответствующий межзонным переходам.

Исследуемый образец $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ имеет размеры $2.00 \times 2.15 \times 1.35 \text{ mm}$ вдоль кристаллографических направлений [100], [010] и вдоль направления, перпендикулярного плоскости (001). Передняя и задняя поверхности ($2.00 \times 2.15 \text{ mm}$) получены сколом кристалла вдоль плоскости (001), никакая дополнительная обработка поверхностей не применялась. С использованием серебряной пасты были нанесены электроды на боковые грани (010).

3. Экспериментальные результаты

Характерная амплитуда сигнала нестационарной фото-ЭДС в кристалле $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ составляет $10^{-12}\text{--}10^{-9} \text{ A}$, что примерно на два порядка меньше значений, наблюдаемых в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{Si}(\text{Ti,Ge})\text{O}_{20}$ [8,30]. Тем не менее такая величина достаточна для детектирования с отношением сигнал/шум $0\text{--}60 \text{ dB}$. Фаза нестационарной фото-ЭДС соответствует электронному типу проводимости материала.

Для калибровки адаптивного фотоприемника была снята амплитудно-частотная характеристика нестационарной фото-ЭДС в кристалле $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (рис. 2), т.е. была измерена зависимость $J^\omega = J^\omega(\Delta_c, \omega)$ при постоянной амплитуде фазовой модуляции Δ_c . На зависимости присутствует участок линейного роста сигнала на низких частотах с последующим выходом на частотно-независимый участок. Рост сигнала в области низких частот является проявлением адаптивности процесса формирования пространственного заряда в фотопроводящих материалах [8,31]. В этой области частот сигнал мал вследствие того, что решетка поля пространственного заряда и решетка свободных носителей (решетка фотопроводимости) отслеживают движения интерференционной картины. Пространственный сдвиг между решетками поддерживается примерно равным $\pi/2$, что и приводит

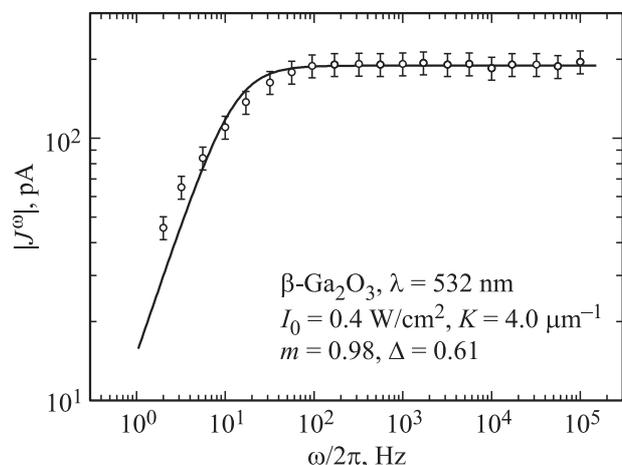


Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика нестационарной фото-ЭДС в адаптивном фотоприемнике на основе кристалла $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Сплошной линией показана аппроксимация выражением (1).

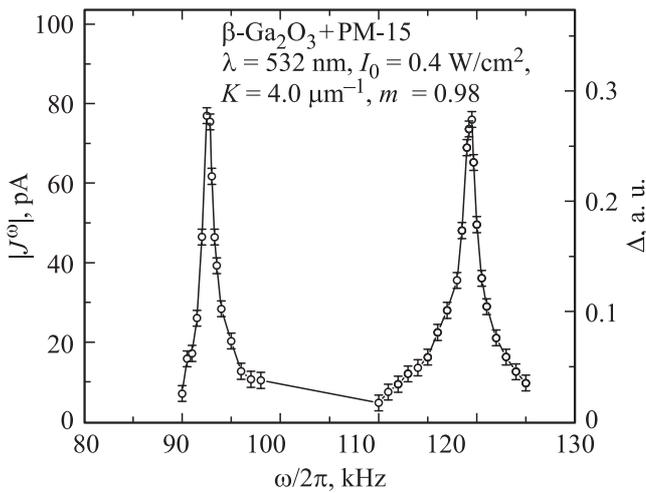


Рис. 3. Частотная зависимость нестационарной фото-ЭДС и соответствующей амплитуды фазовой модуляции при возбуждении сигнала светом, прошедшим через колеблющуюся стеклянную пластину ПМ-15.

к малой величине сигнала. При более высоких частотах решетка с бóльшим временем релаксации становится практически неподвижной, периодические пространственные сдвиги решеток увеличиваются, и ток достигает максимума (частотно-независимый участок). Так как на зависимости нет спадающего участка, формирование пространственного заряда происходит в условиях квазистационарной фотопроводимости ($\omega\tau \ll 1$), а сама зависимость описывается довольно простым выражением [8,32]

$$J^\omega = Sm^2 J_0(\Delta) J_1(\Delta) \sigma_0 E_D \frac{-i\omega\tau_M}{1 + i\omega\tau_M(1 + K^2 L_D^2)}. \quad (1)$$

Здесь $E_D = (k_B T/e)K$ — диффузионное поле, $\tau_M = \epsilon_0 \epsilon / \sigma_0$ — время максвелловской релаксации, L_D — диффузионная длина электронов, J_n — функция Бесселя первого рода n -го порядка, S — площадь электродов, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, e — элементарный заряд, ϵ_0 — электрическая постоянная. Участок линейного роста и плато на частотной зависимости разделены частотой среза ω_1 :

$$\omega_1 = [\tau_M(1 + K^2 L_D^2)]^{-1}. \quad (2)$$

Для зависимости, представленной на рис. 2, эта частота среза составляет 13 Нз, что соответствует следующим значениям времени максвелловской релаксации и фотопроводимости: $\tau_M = 10$ мс, $\sigma_0 = 1.0 \cdot 10^{-10} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ [30]. Следует отметить, что на частотной зависимости нет второго частотно-независимого участка и соответствующих частот среза, характерных для полупроводников, в которых перенос заряда сопровождается захватом на мелкие ловушки [11,12,32].

После калибровки фотоприемника можно перейти к исследованию упругих колебаний в прозрачном объекте. Частотная зависимость нестационарной фото-ЭДС,

возбуждаемой колебаниями стеклянной пластины, представлена на рис. 3. В общем случае такая зависимость включает в себя как частотный отклик исследуемого объекта, так и детекторную характеристику: $J^\omega = J^\omega(\Delta(\omega), \omega)$. Амплитуда фазовой модуляции $\Delta(\omega)$, создаваемой механическими колебаниями объекта, рассчитывается из следующего нелинейного уравнения:

$$\frac{J_0(\Delta(\omega)) J_1(\Delta(\omega))}{J_0(\Delta_c) J_1(\Delta_c)} = \frac{J^\omega(\Delta(\omega), \omega)}{J^\omega(\Delta_c, \omega)}. \quad (3)$$

В наших экспериментах со стеклянной пластиной амплитуда фазовой модуляции сравнительно мала ($\Delta < 0.3$), а выбранный диапазон частот 90 – 125 кГц соответствует плато на частотной характеристике фотоприемника на основе $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Это позволяет линеаризовать уравнение (3), так что расчет искомой частотной зависимости $\Delta(\omega)$ сводится к умножению измеренной зависимости $J^\omega(\Delta(\omega), \omega)$ на некоторый коэффициент или к добавлению еще одной оси на график, как это было сделано нами на рис. 3. Резонансное поведение измеряемого сигнала J^ω , очевидно, обусловлено резонансом механической системы, включающей в себя стеклянную пластину, пьезоэлектрический преобразователь и струбцину, используемую для их зажима. Увеличение силы, прижимающей пластину и преобразователь друг к другу, немного увеличивает резонансные частоты.

Так как стеклянная пластина имеет достаточно большие размеры и сложную форму, можно ожидать, что механические напряжения, деформации и определяемая ими амплитуда фазовой модуляции неоднородно распределены по поверхности. Мы измерили это распределение, сдвигая струбцину с зажатой пластиной и преобразователем в направлениях, перпендикулярных лучу света (рис. 4). Сканирование осуществлялось с шагом 2.4 мм по обеим координатам, всего было снято 103 точки. Измерения проводились при $\omega/2\pi = 93.5$ кГц, т. е. на первой резонансной частоте. Полученное распределение обладает примерно радиальной симметрией с максимумом, находящимся в центре пластины. Наблюдаемый

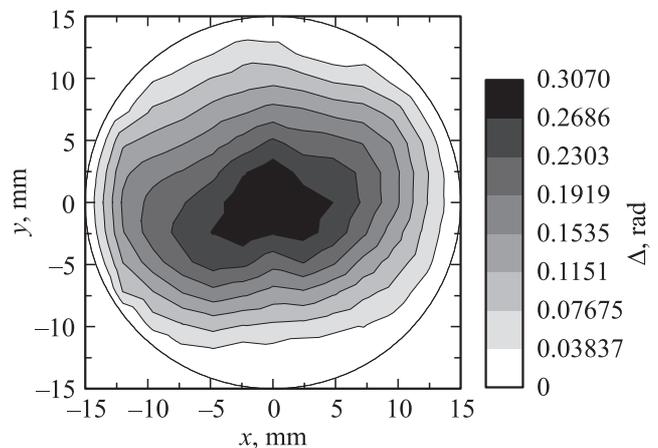


Рис. 4. Распределение амплитуды фазовой модуляции по поверхности стеклянной пластины ПМ-15.

небольшой наклон распределения, вероятно, обусловлен неоднородностью прикладываемой силы по поверхности плоской площадки.

4. Обсуждение результатов

В настоящей работе мы использовали перспективный полупроводниковый кристалл $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ как материал для изготовления адаптивного фотоприемника оптических фазомодулированных сигналов. Такой выбор не вполне очевиден: сигнал нестационарной фото-ЭДС возбуждается светом с длиной волны $\lambda = 532 \text{ nm}$ и энергией фотона $h\nu = 2.33 \text{ eV}$ при том, что ширина запрещенной зоны кристалла составляет 4.8 eV . В связи с этим возникает вопрос о чувствительности фотоприемника для выбранных условий эксперимента. Мы определяем чувствительность адаптивного фотоприемника как амплитуду сигнала, нормированную на мощность сигнального луча и амплитуду фазовой модуляции: $S^\omega = J^\omega / (P_s \Delta) = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{W}^{-1} \text{ rad}^{-1}$. Шумы в нашей измерительной системе в основном определяются тепловыми шумами нагрузочного сопротивления $R_L = 300 \text{ k}\Omega$. Отсюда следует, что минимальная детектируемая амплитуда фазовой модуляции равна $\Delta_{\min} = (4k_B T R_L^{-1} \delta f)^{1/2} / (S^\omega P_s)$, где δf — полоса детектирования. Для типичных значений $P_s = 1 \text{ mW}$ и $\delta f = 1 \text{ Hz}$ эта величина составляет $\Delta_{\min} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$. Эта оценка уступает значениям, полученным ранее для других широкозонных полупроводников [15], но тем не менее позволяет говорить о высокой чувствительности интерферометра, использующего данный фотоприемник.

Для расчета набега фазы света в общепринятых голографических методах [33] используется подсчет светлых и темных полос на интерференционной картине. Фазовый сдвиг в соседних светлых и темных полосах равен π , что намного превышает минимальную детектируемую амплитуду исследуемого фотоприемника. Лучшая чувствительность адаптивного фотоприемника, главным образом, обусловлена узкой полосой детектирования, которая имеет порядок величины 1 Hz и может быть уменьшена до 0.01 Hz и менее при использовании современных lock-in вольтметров. Однако есть и недостаток разработанной методики по сравнению с классической интерферометрией: в наших экспериментах распределение фазы регистрировалось путем поточечных измерений, тогда как в традиционных методах аналогичное распределение фиксируется целиком.

В настоящей работе мы ограничились определением величины амплитуды фазовой модуляции, возникающей вследствие колебательных упругих деформаций и напряжений в стекле. Известно, что дополнительный набег фазы света возникает за счет пьезооптического эффекта и за счет удлинения/сжатия образца. Процедура расчета пьезооптического эффекта известна из литературы [34] и включает в себя вычисление тензора напряжений σ_{kl} в кристаллографической системе координат, вычисление

тензора диэлектрической непроницаемости $\xi_{ij} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl}$ в кристаллографической системе координат (π_{ijkl} — тензор пьезооптических коэффициентов), расчет тензора ξ_{ij} в специальной системе координат, определение направлений собственных колебаний для электромагнитных волн и вычисление соответствующих приращений фазы света. Удлинение образца вдоль направления распространения света определяется компонентами тензора деформаций. Так как тензоры упругих деформаций и напряжений связаны друг с другом посредством закона Гука, дополнительный набег фазы света полностью определяется полем механических напряжений (деформаций). Различают две задачи: вычисление компонент тензора пьезооптических коэффициентов по известному полю напряжений в кристалле [35] и расчет напряжений в веществе с известными свойствами [33]. В зависимости от выбора задачи может потребоваться измерение двух и более распределений фазы, аналогичных представленному на рис. 4, для различных направлений и состояний поляризации света. Решение подобных обратных задач рассеяния является довольно обширной областью исследований [36] и выходит за рамки настоящей работы, где мы постарались показать принципиальную возможность использования адаптивных фотоприемников для регистрации фазомодулированных оптических сигналов, возникающих при прохождении света через объект, подвергающийся периодическому механическому воздействию.

5. Заключение

В настоящей работе осуществлено детектирование оптических фазомодулированных сигналов, создаваемых упругими колебаниями прозрачного объекта. Измерена амплитудно-частотная характеристика адаптивного фотоприемника на основе кристалла $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, определена его чувствительность $S^\omega = 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{W}^{-1} \text{ rad}^{-1}$, а также минимальная детектируемая амплитуда фазовой модуляции $\Delta_{\min} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ (для $P_s = 1 \text{ mW}$ и $\delta f = 1 \text{ Hz}$). Колебания механической системы, состоящей из стеклянной пластины и пьезоэлектрического преобразователя, демонстрируют резонансное поведение в окрестности 100 kHz . Измеренное пространственное распределение амплитуды фазовой модуляции имеет колоколообразный профиль с максимумом, находящимся в центре пластины.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 15-12-00027).

Список литературы

- [1] Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Y.N. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. N 3. P. 031101.
- [2] Yu P., Nolte D.D., Melloch M.R. // Opt. Lett. 2003. Vol. 28. N 10. P. 819-821.

- [3] Murray T.W., Sui L., Maguluri G., Roy R.A., Nieva A., Blonigen F., DiMarzio C.A. // *Opt. Lett.* 2004. Vol. 29. N 21. P. 2509–2511.
- [4] Колегов А.А., Шандаров С.М., Симонова Г.В., Кабанова Л.А., Буримов Н.И., Шмаков С.С., Быков В.И., Каргин Ю.Ф. // *Квант. электрон.* 2011. Т. 41. Вып. 9. С. 847–852.
- [5] Шандаров С.М., Шмаков С.С., Буримов Н.И., Сюаева О.С., Каргин Ю.Ф., Петров В.М. // *Письма в ЖЭТФ.* 2012. Т. 95. Вып. 12. С. 699–702.
- [6] Ромашко Р.В., Ефимов Т.А., Кульчин Ю.Н. // *Квант. электрон.* 2014. Т. 44. Вып. 3. С. 269–273.
- [7] Romashko R.V., Kulchin Y.N., Nippolainen E. // *Laser Phys.* 2014. Vol. 24. N 11. P. 115604.
- [8] Petrov M.P., Sokolov I.A., Stepanov S.I., Trofimov G.S. // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. N 5. P. 2216–2225.
- [9] Sokolov I.A., Bryushinin M.A., Ordin S.V., Kulikov V.V., Petrov A.A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006. Vol. 39. N 6. P. 1063–1068.
- [10] Bryushinin M., Kulikov V., Mokhov E., Nagalyuk S., Sokolov I. // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 86. N 8. P. 085209.
- [11] Bryushinin M.A., Kulikov V.V., Mokrushina E.V., Mokhov E.N., Petrov A.A., Sokolov I.A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2014. Vol. 47. N 41. P. 415102.
- [12] Брюшинин М.А., Петров А.А., Писарев Р.В., Соколов И.А. // *ФТТ.* 2015. Т. 57. Вып. 5. С. 892–897.
- [13] Stepanov S.I., Sokolov I.A., Trofimov G.S., Vlad V.I., Popa D., Apostol I. // *Opt. Lett.* 1990. Vol. 15. N 21. P. 1239–1241.
- [14] Брюшинин М.А., Куликов В.В., Соколов И.А. // *ЖТФ.* 2002. Т. 72. Вып. 10. С. 79–86.
- [15] Bryushinin M.A., Grattan K.T.V., Kulikov V.V., Sokolov I.A. // *J. Mod. Opt.* 2006. Vol. 53. N 5–6. P. 857–864.
- [16] Bryushinin M., Kulikov V., Sokolov I., Delaye P., Pauliat G. // *EPL (Europhys. Lett.).* 2014. Vol. 105. N 6. P. 64003.
- [17] Bryushinin M., Kulikov V., Sokolov I., Delaye P., Pauliat G. // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2014. Vol. 31. N 4. P. 723–729.
- [18] Bryushinin M.A., Kulikov V.V., Mokhov E.N., Romashko R.V., Sokolov I.A. // *Optik.* 2016. Vol. 127. N 1. P. 341–344.
- [19] Брюшинин М.А., Соколов И.А., Завестовская И.Н., Кульчин Ю.Н. // *Кр. сообщ. физ.* 2015. Т. 42. Вып. 12. С. 97–100.
- [20] Orita M., Ohta H., Hirano M., Hosono H. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 77. N 25. P. 4166.
- [21] Feng P., Zhang J.Y., Li Q.H., Wang T.H. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. Vol. 88. N 15. P. 153107.
- [22] Oshima T., Okuno T., Arai N., Suzuki N., Ohira S., Fujita S. // *Appl. Phys. Express.* 2008. Vol. 1. N 1. P. 011202.
- [23] Higashiwaki M., Sasaki K., Kuramata A., Masui T., Yamakoshi S. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100. N 1. P. 013504.
- [24] Guo D.Y., Wu Z.P., An Y.H., Li P.G., Wang P.C., Chu X.L., Guo X.C., Zhi Y.S., Lei M., Li L.H., Tang W.H. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. N 4. P. 042105.
- [25] Geller S. // *J. Chem. Phys.* 1960. Vol. 33. N 3. P. 676–684.
- [26] Peelaers H., Van de Walle C.G. // *Phys. Stat. Sol. B.* 2015. Vol. 252. N 4. P. 828–832.
- [27] Liu B., Gu M., Liu X. // *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91. N 17. P. 172102.
- [28] Balbashov A.M., Egorov S.K. // *J. Cryst. Growth.* 1981. Vol. 52. N 2. P. 498–504.
- [29] Voronchikhina M.E., Balbashov A.M., Galagan B.I., Shulman I.L. In: *Scientific Program and Book of Abstracts: 17th International Conference on Crystal Growth and Epitaxy.* Warsaw, Poland, August 11–16, 2013. P. 379–380.
- [30] Bryushinin M.A., Sokolov I.A., Pisarev R.V., Balbashov A.M. // *Opt. Express.* 2015. Vol. 23. N 25. P. 32736–32746.
- [31] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике.* СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [32] Bryushinin M.A., Sokolov I.A. // *Phys. Rev. B.* 2000. Vol. 62. N 11. P. 7186–7194.
- [33] Вест Ч. *Голографическая интерферометрия.* М.: Мир, 1982. 504 с.
- [34] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики.* М.: Наука, 1975. 680 с.
- [35] Krupych O., Savaryn V., Vlokh R. // *Appl. Opt.* 2014. Vol. 53. N 10. P. B1–B7.
- [36] Sweeney D.W., Vest C.M. // *Appl. Opt.* 1973. Vol. 12. N 11. P. 2649–2664.