

Взаимодействие световых волн произвольной поляризации на фоторефрактивной решетке в кубическом гиротропном кристалле во внешнем знакопеременном электрическом поле

Р.В.Литвинов

При малых коэффициентах модуляции интерференционной световой картины рассмотрено симметричное двухволновое взаимодействие на сформированной в кристалле симметрии 23 во внешнем знакопеременном электрическом поле пропускающей фоторефрактивной решетке со стационарной амплитудой. Показано, что при произвольной скважности внешнего поля или эллиптической поляризации падающих на кристалл световых волн поле пространственного заряда содержит как смещенную, так и несмещенную компоненту, а поляризационное состояние и интенсивность слабой световой волны изменяются при переключении внешнего поля. Для продольной и поперечной геометрии взаимодействия на длине световой волны 633 нм в кристалле $V_{12}TiO_{20}$ проведен анализ зависимостей амплитуды поля пространственного заряда и коэффициента усиления по интенсивности слабой световой волны от длины взаимодействия, скважности внешнего поля и пространственного периода фоторефрактивной решетки.

Ключевые слова: фоторефрактивная решетка, гиротропный кристалл, знакопеременное электрическое поле.

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования двухволнового взаимодействия в кубических фоторефрактивных кристаллах расширяют представления о качественной картине взаимодействия световых волн на фоторефрактивной нелинейности [1–13].

В работе [13] рассмотрена зависимость эффективности энергообмена при двухволновом взаимодействии в кристалле $V_{12}TiO_{20}$ во внешнем постоянном электрическом поле $E_0 = E_0 z^0$ (z^0 – единичный вектор) от знака E_0 при круговой поляризации световых волн. Для такой же поляризации световых волн коэффициенты усиления слабой световой волны в интервалах положительных и отрицательных значений внешнего меандрового поля оказываются различными [3]. Эксперименты в работе [3] были проведены для периода внешнего поля T , удовлетворяющего условию $\tau_r \ll T \ll \tau_d$, где τ_r и τ_d – времена рекомбинации и диэлектрической релаксации соответственно. В этом случае временная модуляция поля пространственного заряда $E_{sc} = E_{sc} z^0$ в стационарном режиме пренебрежимо мала [14–17]. Однако при смене знака E_0 поляризационное состояние светового поля в кристалле меняется вследствие изменения знака возмущений диэлектрической проницаемости, наведенных через линейный электрооптический эффект. Такое изменение поляризационного состояния световых волн в кристалле в случае произвольной эллиптической поляризации падающих на него волн приводит к кусочно-постоянной периодической зависимости от времени эффективности взаимодействия и распределения световой интенсивности по

длине взаимодействия. В работах [3–7] анализ двухволнового взаимодействия выполнен без учета влияния временной зависимости коэффициента модуляции интерференционной картины на поле E_{sc} .

Целью данной работы является анализ симметричного двухволнового взаимодействия на пропускающей фоторефрактивной решетке, сформированной в кубическом гиротропном кристалле при произвольной поляризации падающих световых волн и любой скважности внешнего знакопеременного электрического поля, с учетом влияния периодической временной модуляции интерференционной световой картины на поле пространственного заряда.

2. Модель

Рассмотрим взаимодействие двух плоских монохроматических световых волн в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах группы симметрии 23, к боковым граням которых приложено переменное электрическое напряжение (рис. 1,а). Под действием интерференционной световой картины, описываемой выражением $I = I_0(1 + m \cos Kz)$, в кристалле формируется поле пространственного заряда, наводящее за счет линейного электрооптического эффекта возмущение диэлектрической проницаемости среды $\Delta \hat{\epsilon} = n^4 \hat{r} z^0 E_{sc} = n^4 r_{41} E_{sc} \hat{g}$ [18], где n – показатель преломления, \hat{r} – электрооптический тензор, который у рассматриваемых кристаллов имеет отличные от нуля компоненты $r_{41} = r_{32} = r_{63}$. Компоненты введенного тензора \hat{g} определяются соотношениями $g_{ii} = 0$, $g_{12} = g_{21} = z_3^0$, $g_{13} = g_{31} = z_2^0$, $g_{23} = g_{32} = z_1^0$, где z_i^0 – компоненты вектора z^0 в кристаллофизической системе координат. В линейном приближении по коэффициенту модуляции m пространственное распределение поля $E_{sc} = (E_1/2) \exp(iKz) + \text{компл. сопр.}$ [17] повторяет сдвинутое в общем случае распределение интерференционной картины. Аналогичное по структуре возмущение $\Delta \hat{\epsilon} = n^4 r_{41} E_0 \hat{g}$ наводится и внешним электрическим полем.

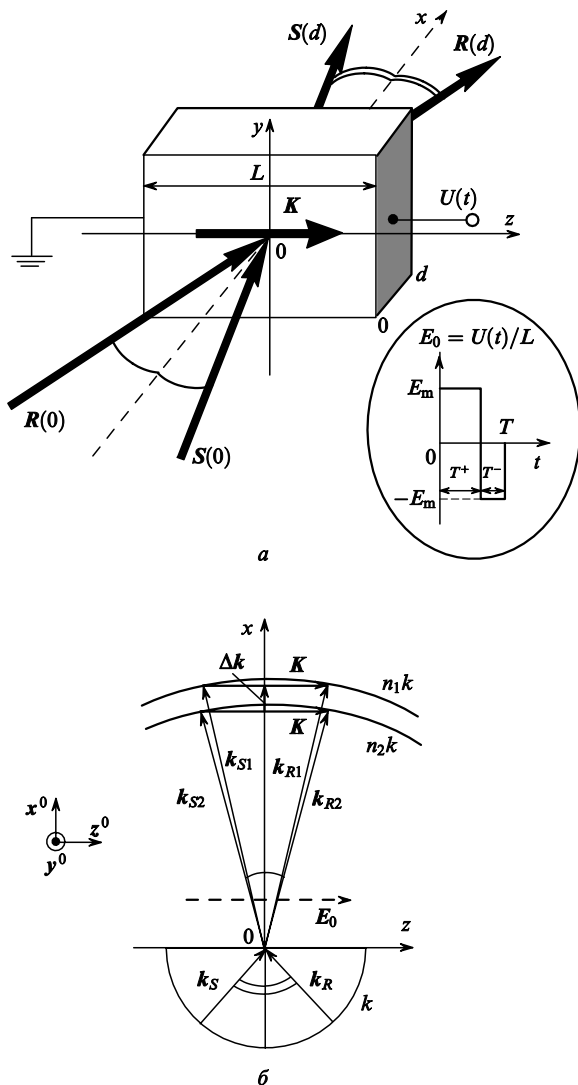


Рис. 1. Схема (а) и векторная диаграмма (б) симметричного двухволнового взаимодействия на пропускающей фоторефрактивной решетке в кубическом гиротропном кристалле во внешнем знакопеременном электрическом поле с временной формой, показанной на вставке.

Световое поле в кристалле может быть представлено в виде суперпозиции собственных волн среды [4, 6, 7, 10, 13, 19]. Скалярные амплитуды этих волн $S_{1,2}$ и $R_{1,2}$ изменяются за счет взаимодействия на фоторефрактивной решетке с вектором $\mathbf{K} = Kz^0$. Векторная диаграмма двухволнового взаимодействия показана на рис.1,б. При малом коэффициенте модуляции

$$m = \frac{2(S_1 R_1^* + S_2 R_2^*)}{I_0} \ll 1, \tag{1}$$

амплитуды $R_{1,2}$ можно считать заданными: $R_{1,2} \equiv R_{10,20}$; тогда $I_0 \approx |R_{10}|^2 + |R_{20}|^2$. В приближении медленно меняющихся амплитуд S_1 и S_2 уравнения для определения их пространственной зависимости могут быть получены из волнового уравнения в виде

$$\frac{dS_1}{dx} = i \frac{\pi n^3 r_{41}}{2\lambda} E_1 [g_{11} R_{10} + g_{12} \exp(i\Delta n k x) R_{20}], \tag{2}$$

$$\frac{dS_2}{dx} = i \frac{\pi n^3 r_{41}}{2\lambda} E_1 [g_{12}^* \exp(-i\Delta n k x) R_{10} + g_{22} R_{20}], \tag{3}$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Двухлучепреломление Δn , свертки $g_{11} = e_1^* \hat{g} e_1$, $g_{22} = e_2^* \hat{g} e_2$ и $g_{12} = e_1^* \hat{g} e_2$ тензора \hat{g} с векторами поляризации e_1 и e_2 собственных световых волн кристалла определяются выражениями, приведенными в работах [4, 6, 7, 13, 19]. Тензорные свертки g_{11} и g_{22} описывают влияние на эффективность взаимодействия внутримодовых процессов при векторном синхронизме $k_{S1} = k_{R1} - K$ и $k_{S2} = k_{R2} - K$ соответственно (см. рис.1,б), а свертка g_{12} – при синхронизме $k_{S1} = k_{R2} - K + \Delta k$ и $k_{S2} = k_{R1} - K - \Delta k$.

Когда период T внешнего электрического поля сравним со временем τ_d или когда $T > \tau_d$, амплитуда E_1 поля пространственного заряда в стационарном режиме имеет заметную периодическую зависимость от времени t [14–17]. Если $T \ll \tau_d$, временная модуляция E_1 пренебрежимо мала. Амплитуда E_1 слабо зависит от T в диапазоне $\tau_r \ll T \ll \tau_d$ и может быть получена в виде [14, 17]

$$E_1 = - \left\langle m E_q \frac{E_0 + i E_d}{E_\mu + E_d - i E_0} \right\rangle / \left\langle \frac{E_q + E_d - i E_0}{E_\mu + E_d - i E_0} \right\rangle = - \frac{\langle m F_1 \rangle}{\langle \Gamma_1 \rangle}, \tag{4}$$

где $E_d = 2\pi k_B T' / (Ae)$; $E_\mu = A / (2\pi\mu\tau_r)$; $E_q = AeN_a / (2\pi e)$; $A = 2\pi/K$; N_a – концентрация акцепторов; μ – подвижность электронов; ϵ , k_B , e и T' – статическая диэлектрическая проницаемость среды, постоянная Больцмана, элементарный заряд и абсолютная температура соответственно; угловые скобки означают усреднение за период T [10].

В рассматриваемых приближениях уравнения (1)–(4) описывают симметричное двухволновое взаимодействие на пропускающей фоторефрактивной решетке в кубическом гиротропном кристалле при произвольных ориентациях граней образца, поляризации падающих на кристалл волн и периодической временной форме поля $E_0(t)$.

3. Поле пространственного заряда при знакопеременном внешнем электрическом поле и произвольной поляризации волны накачки

Учитывая соотношение (1) и используя уравнения (2) и (3), можно выразить производную от коэффициента модуляции интерференционной картины по длине взаимодействия x через амплитуду поля пространственного заряда:

$$\frac{dm}{dx} = i \frac{\pi n^3}{\lambda} E_1 \frac{d}{dx} [r_{\text{eff}}(x)x], \tag{5}$$

где введен эффективный электрооптический коэффициент

$$r_{\text{eff}}(x) = r_{41} \left[\eta_{\text{in}} - 2 \text{Im} \left\{ \frac{\eta_{\text{inter}} [1 - \exp(i\Delta n k x)]}{\Delta n k x} \right\} \right], \tag{6}$$

который определяется параметрами $\eta_{\text{in}} = (g_{11}|R_{10}|^2 + g_{22}|R_{20}|^2)/I_0$ и $\eta_{\text{inter}} = g_{12}R_{10}^*R_{20}/I_0$, описывающими вклад внутримодовых и межмодовых процессов соответ-

венно. Решение уравнений (4) и (5) позволяет представить E_1 в виде

$$E_1(x) = -m_0 \frac{\langle F_1 \rangle}{\langle \Gamma_1 \rangle} \exp \left[-\frac{i\pi n^3 \langle r_{\text{eff}}(x) F_1 \rangle x}{\lambda \langle \Gamma_1 \rangle} \right], \quad (7)$$

где m_0 – коэффициент модуляции на границе $x = 0$.

Из формулы (7) следует, что распределение амплитуды E_1 по x определяется величиной $\langle r_{\text{eff}}(x) F_1 \rangle / \langle \Gamma_1 \rangle$, которая зависит от амплитуды E_m и временной формы $f(t)$ поля $E_0 = E_m f(t)$. Временную форму $f(t)$, оптимальную для усиления E_1 с ростом x , можно определить из решения экстремальной задачи для функционала $\text{Im}[\langle r_{\text{eff}}(x) F_1 \rangle / \langle \Gamma_1 \rangle]$, который в рассматриваемых приближениях не имеет явной зависимости от df/dt и t . Анализ этой задачи показывает, что усиление E_1 при знакопеременном внешнем поле с амплитудой E_m (см. рис.1), например при меандровом поле $E_0 = E_m \text{sign}[\sin(2\pi t/T)]$, больше, чем при непрерывном периодическом поле с такой же амплитудой, например при синусоидальном поле $E_0 = E_m \sin(2\pi t/T)$ [14–17]. Для знакопеременного внешнего поля амплитуда E_1 может быть представлена в виде

$$E_1(x) = -im_0 E_{\text{eff}} \frac{1 - i\chi\delta_F}{1 + i\chi\delta_F} \times \exp \left[\frac{\pi n^3 E_{\text{eff}} x}{\lambda} \frac{r_{\Sigma}(x)(1 - i\chi\delta_F) + r_{\Delta}(x)(\chi - i\delta_F)}{1 + i\chi\delta_F} \right], \quad (8)$$

где $\chi = (T^+ - T^-)/T$; $E_{\text{eff}} = E_q[E_d(E_\mu + E_d) + E_m^2] / [(E_\mu + E_d)(E_q + E_d) + E_m^2]$; $\delta_F = E_m E_\mu / [E_d(E_\mu + E_d) + E_m^2]$; $\delta_r = E_m \times (E_q - E_\mu) / [(E_\mu + E_d)(E_q + E_d) + E_m^2]$; $r_{\Sigma}(x) = [r_{\text{eff}}^+(x) + r_{\text{eff}}^-(x)]/2$; $r_{\Delta}(x) = [r_{\text{eff}}^+(x) - r_{\text{eff}}^-(x)]/2$; $r_{\text{eff}}^{\pm}(x)$ – коэффициент r_{eff} при $E_0 = \pm E_m$.

Из формулы (8) следует, что при неизменном периоде T поля E_0 локальная (пропорциональная $\text{Re}E_1$) и нелокальная (пропорциональная $\text{Im}E_1$) компоненты фоторефрактивной решетки определяются как соотношением между длительностями интервалов положительных (T^+) и отрицательных (T^-) значений поля E_0 (параметром χ), так и коэффициентами $r_{\text{eff}}^+(x)$ и $r_{\text{eff}}^-(x)$, которые зависят от поляризационного состояния волны накачки. Используя выражения для собственных показателей преломления и тензорных свертков g_{11} , g_{22} и g_{12} , приведенные в работах [4, 6, 7, 13, 19], а также соотношения, связывающие скалярные амплитуды собственных волн среды с поляризационными параметрами падающих на кристалл волн (которые можно получить из граничных условий для светового поля в точке $x = 0$), можно показать, что при линейной поляризации падающей волны накачки коэффициент r_{eff} не изменяется при изменении знака поля E_0 . В этом случае его удобно выразить через угол θ между вектором поляризации волны накачки и осью y :

$$r_{\text{eff}}^{\text{lin}}(x) = r_{41} \left\{ H_{\Sigma} + \rho x \text{sinc}^2(\Delta n k x / 2) (H_{\text{ME}} \cos 2\theta + H_{\Delta} \sin 2\theta) + \left[\left(\frac{2\delta n}{\Delta n} \right)^2 (H_{\Delta}^2 + H_{\text{ME}}^2) + \left(\frac{2\rho}{\Delta n k} \right)^2 \text{sinc}(\Delta n k x) \right] (H_{\text{ME}} \sin 2\theta - H_{\Delta} \cos 2\theta) \right\}, \quad (9)$$

где $\text{sinc} \xi = (\sin \xi) / \xi$; $H_{\Sigma} = (H_{\text{MM}} + H_{\text{EE}}) / 2$; $H_{\Delta} = (H_{\text{MM}} - H_{\text{EE}}) / 2$; $H_{\text{MM}} = z^0 \hat{g} z^0$; $H_{\text{EE}} = y^0 \hat{g} y^0$; $H_{\text{ME}} = z^0 \hat{g} y^0$; $\delta n = n^3 r_{41} E_0 / 2$; ρ – удельное вращение плоскости поляризации. Отметим, что величина Δn в отличие от δn не зависит от времени при знакопеременном поле E_0 . В случае правой (right) или левой (left) эллиптической поляризации волны накачки на входной грани кристалла коэффициенты r_{eff}^+ и r_{eff}^- связаны соотношениями

$$r_{\text{eff}}^{+\text{right}}(x) = r_{\text{eff}}^{-\text{left}}(x), \quad r_{\text{eff}}^{+\text{left}}(x) = r_{\text{eff}}^{-\text{right}}(x). \quad (10)$$

В случае круговой поляризации коэффициент r_{eff} может быть представлен в виде

$$r_{\text{eff}}^{\text{circ}}(x) = r_{41} \left\{ H_{\Sigma} + [1 - \text{sinc}(\Delta n k x)] \times \frac{4\delta n \rho}{\Delta n^2 k} (H_{\text{ME}}^2 + H_{\Delta}^2) \right\}. \quad (11)$$

Из формулы (8) с учетом соотношения (10) видно, что при эллиптической поляризации падающей на кристалл волны накачки ($r_{\Delta} \neq 0$) пространственный сдвиг между полем E_{sc} и исходной интерференционной картиной с коэффициентом модуляции m_0 не равен величине $\Lambda/4$, которая считается характерной для фоторефрактивного отклика кристалла во внешнем меандровом ($\chi = 0$) поле E_0 [2–7, 9, 10, 12, 14–17, 19]. Как следует из уравнения (5), распределение коэффициента модуляции m сформированной интерференционной картины по x при $E_0 = E_m$ отличается от распределения при $E_0 = -E_m$. Это означает, что при $x \neq 0$ интерференционная картина скачком смещается относительно поля E_{sc} после изменения знака поля E_0 .

На рис.2 показаны распределения локальной ($\text{Re} E_1$) и нелокальной ($\text{Im} E_1$) компонент амплитуды поля E_{sc} с пространственным периодом $\Lambda = 3.4$ мкм по длине вза-

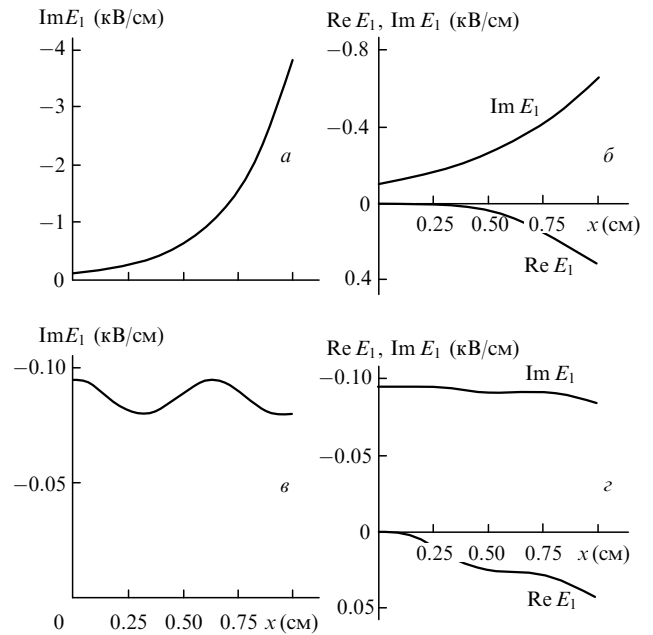


Рис.2. Распределения амплитуды поля пространственного заряда по длине взаимодействия при продольной (а, б) и поперечной (в, г) геометрии двухволнового взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ во внешнем меандровом электрическом поле в случае линейной (а, в) и круговой (б, г) поляризации волны накачки на входной грани.

имодействия x в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ во внешнем меандровом электрическом поле (параметр $\chi = 0$) с амплитудой $E_m = 10$ кВ/см. При расчетах использовались типичные для световой волны с $\lambda = 633$ нм параметры: $N_a = 10^{-22} \text{ М}^{-3}$, $\mu\tau_T = 10^{-12} \text{ В}\cdot\text{с}\cdot\text{М}^{-2}$, $\varepsilon = 416$ пФ/М, $n = 2.58$, $r_{41} = -5$ пм/В, $\rho = 6^\circ/\text{мм}$. Распределения на рис.2,а и б соответствуют продольной геометрии взаимодействия, когда световые волны распространяются в плоскости кристалла $(\bar{1}10)$, а положительное направление координатной оси z совпадает с положительным направлением оси кристалла $[001]$. Распределения на рис.2,в и г соответствуют поперечной геометрии, когда волны распространяются в плоскости (001) , а направление оси z совпадает с направлением оси $[\bar{1}10]$. Кривые на рис.2,а и в отвечают падающей волне накачки, линейно поляризованной вдоль оси y , а кривые на рис.2,б и г – ее правой круговой поляризации.

Поскольку при линейной поляризации волны накачки коэффициент r_{eff} не испытывает скачков при перемене знака поля E_0 , то фоторефрактивная решетка содержит только нелокальную компоненту, пропорциональную $\text{Im } E_1$ (см. рис.2,а и в). При круговой поляризации волны накачки и $x \neq 0$ коэффициенты $r_{\text{eff}}^+(x)$ и $r_{\text{eff}}^-(x)$ различны, поэтому формируется также и локальная компонента, пропорциональная $\text{Re } E_1$ (см. рис.2,б и г).

В случае продольной геометрии ($H_{\text{MM}} = H_{\text{ME}} = 0$, $H_{\text{EE}} = -1$) увеличение компоненты $\text{Im } E_1$ с ростом x от нуля до $d = 1$ см при линейной поляризации волны накачки превышает аналогичное увеличение при круговой поляризации в 5.7 раза (см. рис.2,а и б). Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях эллипсы поляризации собственных волн, описываемые векторами $e_2^+ = e_1^-$ и $e_1^+ = e_2^-$, заметно вытянуты (отношение осей $\delta \approx 0.2$) вдоль осей y и z , а тензорные свертки $g_{11}^+ = g_{22}^- \approx -0.04$, $g_{22}^+ = g_{11}^- \approx -0.96$ и $g_{12}^+ \approx -0.2$. В связи с этим оптимальной для усиления E_1 является волна накачки с вектором поляризации, близким к вектору $e_2^+ = e_1^-$. Вклад внутримодовых процессов, обеспечивающих экспоненциальный рост $E_1(x)$, при линейно поляризованной вдоль оси y волне накачки больше ($\eta_{\text{in}} \approx -0.92$), чем при ее круговой поляризации ($\eta_{\text{in}}^+ \approx -0.32$, $\eta_{\text{in}}^- \approx -0.68$). Межмодовые процессы при этих условиях слабо влияют на E_1 ($|\eta_{\text{inter}}| < 0.1$ в обоих случаях).

При поперечной геометрии ($H_{\text{MM}} = H_{\text{EE}} = 0$, $H_{\text{ME}} = 1$) и линейной поляризации падающей волны накачки распределение компоненты $\text{Im } E_1$ по x формируется только за счет межмодовых процессов ($\eta_{\text{inter}} \approx -0.11$, $\eta_{\text{in}} = 0$). В этом случае зависимость $\text{Im } E_1(x)$ является периодической с периодом $A_x = 2\pi/(\Delta nk) = 0.63$ см (см. рис.2,в). При круговой поляризации волны накачки распределение E_1 по x формируется за счет как внутримодовых ($\eta_{\text{in}}^+ = -\eta_{\text{in}}^- \approx 0.21$), так и межмодовых ($\eta_{\text{inter}}^+ = -\eta_{\text{inter}}^- \approx -0.1$) процессов. При этом с ростом x компонента $\text{Re } E_1$ увеличивается, а $\text{Im } E_1$ уменьшается (см. рис.2,г).

Из формулы (8) следует, что причиной формирования локальной компоненты может быть не только эллиптическая поляризация падающей волны накачки, но и неодинаковая длительность ($\chi \neq 0$) интервалов положительных и отрицательных значений поля E_0 . На рис.3 показана зависимость локальной и нелокальной компонент амплитуды поля E_{sc} , сформированного в поперечном сечении $x = 1$ см кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, от параметра χ . Остальные условия расчета кривых на рис.3, а, б, в, г такие же, как и при расчете кривых на рис.2, а, б, в, г соответственно.

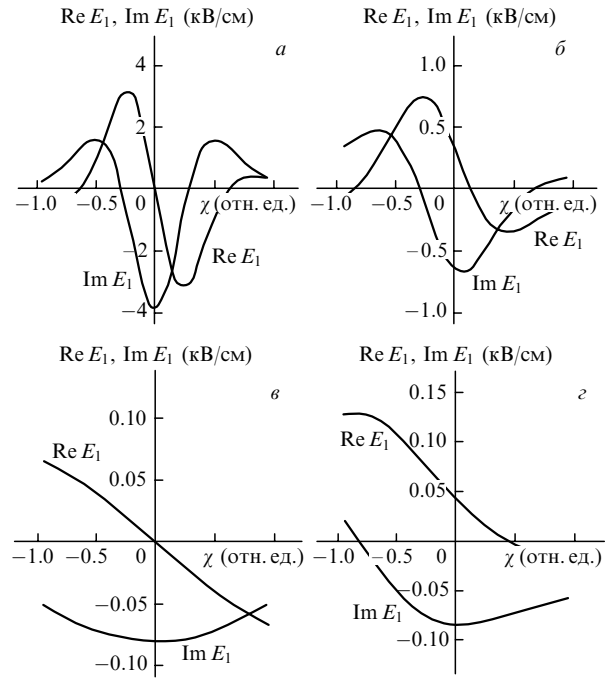


Рис.3. Зависимости амплитуды поля пространственного заряда на расстоянии $x = 1$ см от входной грани кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ во внешнем знакопеременном электрическом поле от параметра χ при продольной (а, б) и поперечной (в, г) геометрии двухволнового взаимодействия в случае линейной (а, в) и циркулярной (б, г) поляризации падающей на кристалл волны накачки.

При линейной поляризации падающей на кристалл волны накачки (рис.3,а и в) локальная компонента является асимметричной функцией χ , а нелокальная – симметричной. Максимум компоненты $\text{Im } E_1$ достигается при $\chi = 0$ (меандровое внешнее поле). Максимум модуля $|\text{Re } E_1|$ соответствует $|\chi| = 0.25$ при продольной геометрии (рис.3,а) и $|\chi| \rightarrow 1$ при поперечной геометрии (рис.3,в). В случае правой круговой поляризации волны накачки (рис.3,б и г) зависимости $\text{Re } E_1$ и $\text{Im } E_1$ от χ не обладают симметричными свойствами, а их максимумы и минимумы достигаются при параметрах χ , отличающихся от χ при линейной поляризации волны накачки.

4. Поляризационное состояние и интенсивность слабой световой волны

Соотношение (7) для амплитуды поля пространственного заряда позволяет проинтегрировать уравнения связанных волн (1) и (2) и представить векторную амплитуду $\mathbf{S}(x)$ суммарного светового поля слабой волны в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(x) = & \mathbf{S}_{\parallel}(x) - im_0 \frac{\pi n^3 \langle F_1 \rangle}{2\lambda \langle \Gamma_1 \rangle} \\ & \times \left\{ \mathbf{R}_{\parallel}(x) \int_0^x \exp \left[-i \frac{\pi n^3 \langle r_{\text{eff}}(\zeta) F_1 \rangle \zeta}{\lambda \langle \Gamma_1 \rangle} \right] \right. \\ & \left. \times d[r_{\text{eff}}(\zeta) \zeta] + r_{41} X(x) \mathbf{R}_{\perp}(x) \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$X(x) = \int_0^x g(\zeta) \exp \left[-i \frac{\pi n^3 \langle r_{\text{eff}}(\zeta) F_1 \rangle \zeta}{\lambda \langle \Gamma_1 \rangle} \right] d\zeta; \quad (13)$$

$\mathbf{S}_{\parallel}(x) = S_{10}\mathbf{e}_1 + S_{20}\mathbf{e}_2 \exp(i\Delta nkx)$ и $\mathbf{R}_{\parallel}(x) = R_{10}\mathbf{e}_1 + R_{20}\mathbf{e}_2 \times \exp(i\Delta nkx)$ – векторные амплитуды сигнальной волны в отсутствие взаимодействия и волны накачки соответственно; $\mathbf{R}_{\perp}(x) = R_{20}^*\mathbf{e}_1 - R_{10}^*\mathbf{e}_2 \exp(i\Delta nkx)$ – вектор, ортогональный вектору $\mathbf{R}_{\parallel}(x)$ ($\mathbf{R}_{\parallel}(x)\mathbf{R}_{\perp}^*(x) = 0$); \mathbf{R} – векторная амплитуда световой волны; функция $g(\zeta)$ определена в работе [13] формулой (14).

При одинаковой поляризации падающих на кристалл световых волн амплитуду $\mathbf{S}(x)$ можно представить в виде суперпозиции двух составляющих, пропорциональных векторам $\mathbf{S}_{\parallel}(x)$ и $\mathbf{S}_{\perp}(x) = S_{20}^*\mathbf{e}_1 - S_{10}^*\mathbf{e}_2 \exp(i\Delta nkx)$ [6, 7, 11, 13]. Заметим, что распределение коэффициента модуляции $m = 2\mathbf{S}_{\parallel}(x)\mathbf{R}_{\parallel}^*(x)/I_0$ по x формируется при интерференции волны накачки и составляющей сигнальной волны, пропорциональной $\mathbf{S}_{\parallel}(x)$, которая вследствие самодифракции согласована с амплитудой E_1 поля E_{sc} (см. (5)). При $m \ll 1$ вклад составляющей сигнальной волны, пропорциональной $\mathbf{S}_{\perp}(x)$, в интерференционную картину пренебрежимо мал ($\mathbf{S}_{\perp}(x)\mathbf{R}_{\parallel}^*(x) = 0$ и $I_S = |\mathbf{S}(x)|^2 \ll I_0$), поэтому эта составляющая не оказывает обратного влияния на поле E_{sc} . Она появляется вследствие анизотропной дифракции волны накачки на неоднородной фоторефрактивной решетке с преобразованием исходного поляризационного состояния в ортогональное [17].

При одинаковой линейной поляризации падающих волн и знакопеременном внешнем поле коэффициент двухволнового усиления по интенсивности I_S слабой сигнальной волны $\Gamma = [\ln(I_S/I_{S0})]/x$, где $I_{S0} = |\mathbf{S}_{\parallel}(x)|^2$, можно представить в виде

$$\Gamma(x) = \frac{2\pi n^3 r_{\text{eff}}^{\text{lin}}(x) E_{\text{eff}}}{\lambda} \frac{1 - \chi^2 \delta_F \delta_G}{1 + \chi^2 \delta_F^2} + \Gamma_{\perp}(x) = \Gamma_{\parallel}(x) + \Gamma_{\perp}(x), \quad (14)$$

где

$$\Gamma_{\perp}(x) = \frac{1}{x} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{\pi n^3 r_{41} E_{\text{eff}}}{\lambda} \right)^2 |X^{\text{lin}}(x)|^2 \frac{1 + \chi^2 \delta_F^2}{1 + \chi^2 \delta_G^2} \times \exp[-\Gamma_{\parallel}(x)x] \right\}; \quad (15)$$

$$X^{\text{lin}}(x) = \int_0^x \exp \left[\frac{\pi n^3 r_{\text{eff}}^{\text{lin}}(\zeta) E_{\text{eff}}}{\lambda} \frac{1 - i\chi \delta_F \zeta}{1 + i\chi \delta_G \zeta} \right] \times \left\{ \frac{4\delta n \rho}{k \Delta n^2} (H_{\Delta}^2 + H_{\text{ME}}^2) [\cos(\Delta nk \zeta) - 1] + \frac{i2\rho}{k \Delta n} (H_{\text{ME}} \sin 2\theta - H_{\Delta} \cos 2\theta) \sin(\Delta nk \zeta) - i \left[\frac{4\delta n^2}{\Delta n^2} (H_{\Delta}^2 + H_{\text{ME}}^2) + \frac{4\rho^2}{k^2 \Delta n^2} \cos(\Delta nk \zeta) \right] \times (H_{\text{ME}} \cos 2\theta + H_{\Delta} \sin 2\theta) \right\} d\zeta. \quad (16)$$

Составляющая Γ_{\parallel} определяет вклад в интенсивность I_S компоненты, пропорциональной \mathbf{S}_{\parallel} , и описывает обычный однонаправленный энергообмен, за счет которого слабая световая волна может как усиливаться, так и ослабляться [1–17]. Вторая составляющая Γ_{\perp} всегда по-

ложительна и определяет неоднаправленный вклад в интенсивность I_S компоненты, пропорциональной \mathbf{S}_{\perp} [6–8, 11, 13]. Коэффициент Γ_{\perp} при положительном Γ_{\parallel} больше, чем при отрицательном.

Коэффициенты Γ_{\parallel} и Γ_{\perp} зависят от параметра χ . Коэффициент Γ_{\parallel} не меняется при изменении знака E_0 и является симметричной функцией χ , которая достигает максимума при $\chi = 0$ (меандровое поле E_0) и минимума при $|\chi| \rightarrow 1$. Коэффициент Γ_{\perp}^+ при $E_0 = E_m$ ($\delta n > 0$, см. (16)) отличается от коэффициента Γ_{\perp}^- при $E_0 = -E_m$ ($\delta n < 0$), если $\chi \neq 0$. Однако справедливо соотношение $\Gamma_{\perp}^+(\chi) = \Gamma_{\perp}^-(-\chi)$. Характер зависимости $\Gamma^+(\chi)$ определяется ориентацией взаимодействия относительно кристаллофизических осей и отношением δ_F/δ_G , которое сильно зависит от пространственного периода Λ .

На рис.4 показаны зависимости общего коэффициента двухволнового усиления Γ^+ , его однонаправленной (Γ_{\parallel}) и неоднаправленной (Γ_{\perp}^+) составляющих от χ при двухволновом взаимодействии в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $x = d = 1$ см во внешнем знакопеременном поле E_0 с амплитудой $E_m = 10$ кВ/см. Зависимости на рис.4,а и б соответствуют продольной геометрии, а на рис.4,в и г – поперечной. Кривые на рис.4,а и в рассчитаны для $\Lambda = 3.4$ мкм, кривые на рис.4,б и г – для $\Lambda = 34$ мкм. Сплошные и штриховые кривые отвечают различным ориентациям образца, получающимся при его повороте вокруг оси x на 180° .

В случае продольной геометрии составляющая Γ_{\perp}^+ может быть как меньше, так и больше составляющей Γ_{\parallel} . Максимум коэффициента Γ^+ соответствует $\chi = 0$ (меандровое поле E_0). При $\Lambda = 3.4$ мкм ($\delta_F/\delta_G = 0.77$), так же как и при $\Lambda < 12.7$ мкм ($\delta_F/\delta_G < 5.77$), энергообмен является однонаправленным для всех χ (см. рис.4,а). При $\Lambda = 12.7$ мкм, $\chi \rightarrow 1$ и ориентации кристалла, при кото-

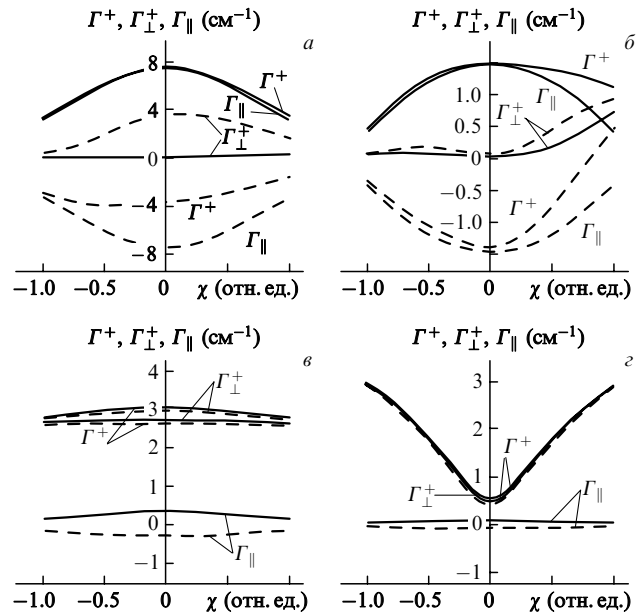


Рис.4. Зависимости общего коэффициента двухволнового усиления Γ^+ , его однонаправленной (Γ_{\parallel}) и неоднаправленной (Γ_{\perp}^+) составляющих от параметра χ для продольной (а, б) и поперечной (в, г) геометрии взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 1$ см во внешнем знакопеременном электрическом поле при линейной поляризации падающих световых волн и периоде фоторефрактивной решетки $\Lambda = 3.4$ (а, в) и 34 мкм (б, г). Сплошные и штриховые кривые соответствуют различным ориентациям образца, получающимся при его повороте на 180° вокруг оси x .

рой ось z направлена вдоль оси кристалла $[00\bar{1}]$, ослабление сигнальной волны за счет однонаправленного энергообмена компенсируется ее усилением за счет неоднаправленного энергообмена. При $L > 12.7$ мкм энергообмен становится неоднаправленным и для значений χ вблизи единицы, например для $\chi > 0.81$ при $L = 34$ мкм, когда $\delta_F/\delta_G = 38.96$ (см. рис.4,б).

В случае поперечной геометрии при рассматриваемых условиях энергообмен является неоднаправленным для всех χ (см. рис.4,в и г). Так как $\Gamma_{\perp}^+ \gg |\Gamma_{\parallel}|$ и $|\Gamma_{\parallel}d| < 0.3$, то поворот кристалла вокруг оси x на 180° приводит к незначительному изменению составляющей Γ_{\perp}^+ и общего коэффициента Γ^+ (кривые Γ_{\perp}^+ на рис.4,з, где $|\Gamma_{\parallel}d| < 0.5$, практически сливаются). Характер зависимости $\Gamma^+(\chi)$ и $\Gamma_{\perp}^+(\chi)$ меняется при увеличении L одинаково. При $L = 3.4$ мкм (рис.4,в) коэффициент Γ^+ слабо зависит от χ и $\max(\Gamma^+) \approx 3 \text{ см}^{-1}$ достигается при $\chi = 0$, а минимум Γ^+ – при $|\chi| \rightarrow 1$. При $L = 34$ мкм (рис.4,г) зависимость коэффициента Γ^+ от χ является сильной и $\max(\Gamma^+) \approx 3 \text{ см}^{-1}$ достигается при $|\chi| \rightarrow 1$, а $\min(\Gamma^+) \approx 0.5 \text{ см}^{-1}$ – при $\chi = 0$.

В общем случае коэффициент двухволнового усиления определяется не только нелокальной, но и локальной компонентой поля E_{sc} . При $|\chi| \rightarrow 1$ выражения (12)–(16) приводятся к выражениям, полученным в работе [13] для двухволнового взаимодействия в кристалле во внешнем постоянном поле. Для рассматриваемых условий и $L = 34$ мкм справедливо соотношение $E_q \gg E_m \gg E_d$ и нелокальная компонента поля E_{sc} мала в сравнении с локальной, амплитуда которой $\text{Re } E_1 \approx -m_0 E_m$. В связи с этим основное усиление слабой световой волны обусловлено ее взаимодействием с волной накачки на локальной компоненте фоторефрактивной решетки.

Из сравнения рис.4,а и в с рис.4,б и г следует, что с ростом L увеличивается асимметрия кривых $\Gamma^+(\chi)$, что особенно заметно при продольной геометрии (рис.4,а и б). При $\chi \neq 0$ это свидетельствует о различии между интенсивностью I_S^+ при $E_0 = E_m$ и интенсивностью I_S^- при $E_0 = -E_m$. При $\chi = 0$ (меандровое поле E_0) подобная временная модуляция интенсивности I_S отсутствует, если падающие на кристалл волны линейно поляризованы. При произвольной эллиптической, в частности круговой [3], поляризации падающих на кристалл световых волн $I_S^+ \neq I_S^-$ и в случае $\chi = 0$, что обусловлено зависимостью коэффициента r_{eff} от знака E_0 .

На рис.5 показаны зависимости относительного усиления I_S^+/I_{S0} и I_S^-/I_{S0} от L , рассчитанные при помощи соотношения (12) для случая двухволнового взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 1$ см во внешнем меандровом поле с амплитудой $E_m = 10$ кВ/см при правой круговой поляризации падающих волн. Сплошные кривые на рис.5,а (продольная геометрия) соответствуют усилению слабой волны в случае совпадения положительного направления оси z с осью кристалла $[001]$, штриховые кривые построены для отношений $100I_S^{\pm}/I_{S0}$ и соответствуют ослаблению этой волны в случае совпадения положительного направления оси z с осью $[00\bar{1}]$.

Различие форм сплошных и штриховых кривых, так же как и неравенство $I_S^+/I_{S0} \neq I_{S0}/I_S^-$, обусловлены вкладом неоднаправленного энергообмена в интенсивность слабой волны. При поперечной геометрии и циркулярной поляризации падающих волн (рис.5,б) поворот кристалла на 180° вокруг оси x не изменяет усиления слабой волны. Характерно, что во всех рассмотренных слу-

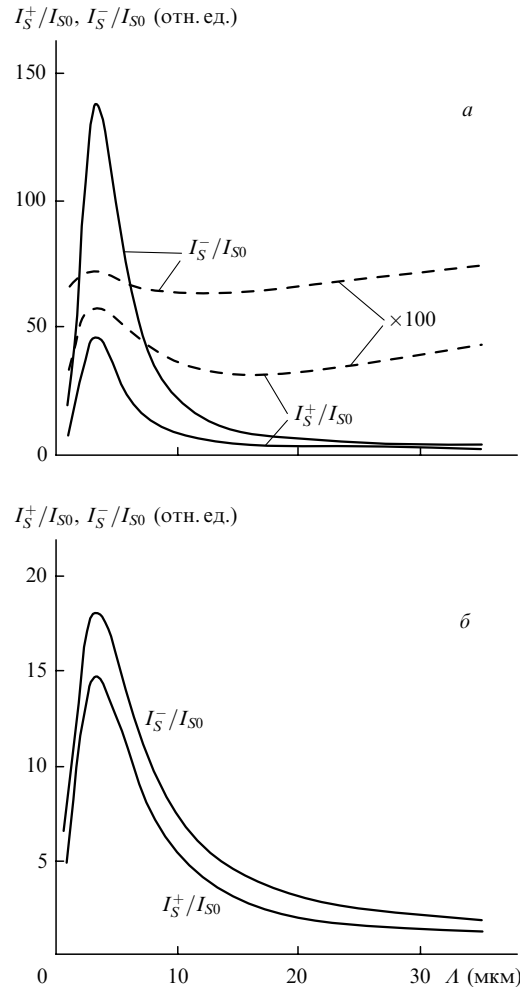


Рис.5. Зависимости относительного усиления (сплошные кривые) и ослабления (штриховые кривые) интенсивности слабой световой волны от периода фоторефрактивной решетки L в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ толщиной $d = 1$ см во внешнем меандровом электрическом поле при круговой поляризации падающих световых волн для продольной (а) и поперечной (б) геометрии взаимодействия.

чаях интенсивность I_S^- больше, чем I_S^+ . Изменение усиления интенсивности $\Delta = (I_S^- - I_S^+)/I_{S0}$ наиболее существенно ($\Delta \approx 91$) при продольной геометрии и периоде $L_{\text{max}} = 3.4$ мкм, который соответствует максимуму эффективной амплитуды поля пространственного заряда E_{eff} . В случае ослабления сигнальной волны при этой геометрии периоду L_{max} наоборот соответствует минимальное $\Delta_{\text{min}} \approx 0.14$. При поперечной геометрии и $L = L_{\text{max}}$ величина $\Delta \approx 3$, что практически равно максимуму для этого случая.

5. Заключение

Таким образом, в работе в рамках принятых приближений получено точное аналитическое описание стационарного режима симметричного двухволнового взаимодействия в кубическом гиротропном кристалле во внешнем знакопеременном электрическом поле. Для частных случаев продольной и поперечной геометрии взаимодействия в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ на длине световой волны 633 нм рассчитаны амплитуда наведенного в кристалле электрического поля и коэффициент усиления по интенсивности слабой световой волны.

Показана возможность формирования не только не-локальной компоненты фоторефрактивной решетки, что типично при меандровом внешнем поле, но и локальной. Локальная компонента формируется при падении на кристалл световых волн с произвольной эллиптической поляризацией при любой скважности внешнего поля. При падении линейно поляризованных волн эта компонента формируется только в случае, когда внешнее поле содержит отличную от нуля постоянную составляющую. Характерно, что соотношение между амплитудами локальной и нелокальной компонент фоторефрактивной решетки изменяется по длине взаимодействия.

Энергообмен между световыми волнами, взаимодействующими в кристалле во внешнем знакопеременном поле, содержит как однонаправленную составляющую, так и неоднаправленную, которая появляется за счет анизотропной дифракции сильной волны на неоднородной фоторефрактивной решетке при изменении поляризационного состояния на ортогональное. Вклад в неоднаправленную составляющую дают обе компоненты фоторефрактивной решетки. Интенсивность слабой световой волны при положительном внешнем поле отличается от интенсивности этой волны при отрицательном поле, если на кристалл падают эллиптически поляризованные волны или если эти величины линейно поляризованы и постоянная составляющая внешнего поля отлична от нуля. Следует отметить, что в этом случае локальная компонента фоторефрактивной решетки тоже отлична от нуля.

В рамках принятых приближений фоторефрактивный отклик кристалла в случае, когда длительность интервала положительных (отрицательных) значений внешнего поля значительно превышает длительность интервала его отрицательных (положительных) значений аналогичен фоторефрактивному отклику кристалла в постоянном положительном (отрицательном) электрическом поле E_0 . Однако в случае знакопеременного внешнего электрического поля E_0 с периодом $T \ll \tau_d$ суммарный ток через кристалл определяется в основном током

смещения, а не сквозным током проводимости, как в случае постоянного E_0 . Поэтому в устройствах, использующих фоторефрактивный отклик такого типа [17] не потребуется высокой однородности засветки кристалла.

Автор благодарен С.М.Шандарову за полезные обсуждения.

1. Кухтарев Н.В., Павлик Б.Д., Сорокин В.В., Семенец Т.И. *Квантовая электроника*, **13**, 326 (1986).
2. Кухтарев Н.В., Бродин М.С., Волков В.И. *ФТТ*, **30**, 2757 (1988).
3. Rouede D., Kukhtarev N., Khitrova G., Wang L., Gibbs M.H. *Opt. Lett.*, **14**, 740 (1989).
4. Pauliat G., Besson C., Roosen G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 1736 (1989).
5. Stace C., Powell A.K., Walsh K., Hall T.J. *Opt. Commun.*, **70**, 509 (1989).
6. Литвинов Р.В., Шандаров С.М. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 334 (1997).
7. Красноперов В.Ю., Литвинов Р.В., Шандаров С.М. *ФТТ*, **41**, 632 (1999).
8. Hu Yi, Ringhofer K.H., Sturman B.I. *Appl. Phys. B*, **68**, 931 (1999).
9. Shepelevich V.V., Hu Y., Firsov A., Shamonina E., Ringhofer K.H. *Appl. Phys. B*, **68**, 923 (1999).
10. Sturman B.I., Podivilov E.V., Ringhofer K.H., Shamonina E., Kamenov V.P., Nippolainen E., Prokofiev V.V., Kamshilin A.A. *Phys. Rev. E*, **60**, 3332 (1999).
11. Литвинов Р.В., Шандаров С.М., Чистяков С.Г. *ФТТ*, **42**, 1397 (2000).
12. Шандаров С.М., Красноперов В.Ю., Карташов В.А., Веретенников С.Ю., Мандель А.Е., Каргин Ю.Ф., Литвинов Р.В., Питченко С.Н. *Неорганические материалы*, **37**, 728 (2001).
13. Литвинов Р.В., Шандаров С.М. *Квантовая электроника*, **31**, 973 (2001).
14. Stepanov S.I., Petrov M.P. *Opt. Commun.*, **53**, 64 (1985).
15. Mathey P., Pauliat G., Launay J.C., Roosen G. *Opt. Commun.*, **82**, 101 (1991).
16. Vachss F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1045 (1994).
17. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (С.-Петербург: Наука, 1992).
18. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1979).
19. Литвинов Р.В., Полковников С.И., Шандаров С.М. *Квантовая электроника*, **31**, 167 (2001).