

Эффективность оптического полинга изотропных сред

М.К.Балакирев, Л.И.Вострикова, В.А.Смирнов

С использованием модели токового механизма оптического полинга изотропных сред выполнены теоретические расчёты пространственных распределений фотоиндуцированных электрических полей и получены оценки эффективностей основных схем полинга, различающихся геометрией скрещивающихся пучков. Показано, что объёмный оптический полинг в определенном интервале малых углов скрещивающихся пучков является наиболее перспективным для формирования однородно распределённых фотонаведённых электроструктур большого размера.

Ключевые слова: оптический полинг, трёхволновые взаимодействия, изотропные среды, когерентный фотогальванический эффект.

1. Введение

Оптическим полингом (ОП) называется формирование в среде долгоживущей пространственно-периодической электростатической поляризации $P(\mathbf{r})$ при воздействии взаимно когерентных излучений с кратными частотами [1]. Известно, что в изотропных centrosymmetric средах ОП приводит к обратимому изменению симметрии, трансформируя среду в оптически одноосный материал, в котором становятся возможными нелинейные трёхволновые взаимодействия. Изменение оптических свойств среды отражается во многих экспериментально обнаруженных явлениях, таких как фотоиндуцированная генерация второй гармоники (ГВГ) [2–4] и параметрическое усиление света [5] в решётках нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, возникающих при ОП изотропной среды; самодифракция Брэгга и рамановское рассеяние света на наводимых при ОП модуляциях Δn показателя преломления [6, 7]; светозлектрическая неустойчивость и стимулированный рост анизотропии при ОП и др. [8, 9]. Процессы преобразования излучения в трансформированных при ОП средах привлекают внимание учёных как с точки зрения фундаментальных научных исследований, так и в связи с возможностью получения новых широкополосных элементов для оптоэлектроники [10].

Одним из основных микропроцессов, лежащих в основе ОП среды, считается возникновение в ней пространственной асимметрии оптических переходов при воздействии взаимно когерентного излучения с кратными частотами. Асимметрия переходов в случае ОП при локальном [3] или пространственном (за счёт когерентного фотогальванического (КФГ) тока) [11, 12] разделении возбуждённых носителей заряда приводит к увеличению

со временем распределённой внутри образца (в области взаимодействия полингуемых излучений) напряжённости пространственно-периодического электрического поля $E(\mathbf{r})$ и соответствующей ей поляризации среды $P(\mathbf{r})$. В слабопроводящих средах возникающие поля могут достигать значительных величин (не менее 10^6 В/см) и сохраняться длительное время, создавая устойчивую квазистационарную поляризацию [9, 13].

К настоящему времени показана возможность ОП различного рода изотропных сред: стёкол и световодов [2, 4, 14, 15], полимерных и гибридных органико-неорганических плёнок и др. [10, 16, 17]. Для приложений ключевым является вопрос об эффективности процесса ОП, которая определяется как величиной формирующегося при ОП поля, так и его результирующим распределением в среде. В эффективность ОП дают вклад две составляющие. Первая связана с характерными микроскопическими механизмами пространственной асимметрии возбуждения в среде. Вторая составляющая определяется внешними условиями ОП среды: характеристиками полингуемого света, геометрией взаимодействия при ОП, оптическими и электрическими свойствами среды. В условиях преобладающего влияния КФГ токового механизма особое значение имеет вторая составляющая [12, 13]. Эффективность ОП при этом зависит не столько от пространственной асимметрии локальных оптических переходов, сколько от последующего перераспределения возбуждённых носителей заряда, приводящего к формированию результирующего распределения индуцированного ОП поля.

В данной работе теоретически исследуется токовый механизм ОП изотропной среды. В рамках феноменологической модели возникновения КФГ эффекта в средах проведены расчёты пространственных распределений электрических полей, формируемых при ОП. Получены оценки эффективностей ОП в основных геометриях эксперимента и обсуждаются экспериментальные возможности реализации различных видов ОП.

М.К.Балакирев, Л.И.Вострикова, В.А.Смирнов. Институт физики полупроводников СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13; e-mail: vostrik@isp.nsc.ru

2. Постановка задачи

Токовый механизм ОП среды основан на КФГ эффекте [12, 13]. В классическом варианте ОП образца проводится мощным двухчастотным взаимно когерентным излучением на основной ($\mathbf{E}_1 = \mathbf{e}_1 E_1(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \psi_1)]$) и удвоенной ($\mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_2 E_2(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - 2\omega t + \psi_2)]$) частотах. Считается, что при таком воздействии на среду внутри неё в области взаимодействия излучений возникает пространственно модулированный КФГ ток с плотностью $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и обратным вектором $\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = e_j E_1^2(\mathbf{r}) E_2(\mathbf{r}) \cos(\Delta \mathbf{k} \mathbf{r} + \Delta \psi), \quad (1)$$

$$e_j = \sigma_1 \mathbf{e}_1 (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2) + \sigma_2 \mathbf{e}_2,$$

где σ_1, σ_2 – КФГ константы; $\Delta \psi = 2\psi_1 - \psi_2$. Появление индуцированного светом тока приводит к разделению зарядов и образованию со временем внутри среды пространственно-неоднородного распределения электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. Формирование поля в среде описывается уравнениями электродинамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{j} + \mathbf{j}_c) = 0, \quad \operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 4\pi \rho,$$

где ρ – плотность индуцируемого заряда в области ОП; $\mathbf{j}_c = \sigma \mathbf{E}$; σ и ε – эффективная проводимость и диэлектрическая проницаемость среды соответственно. При нулевых начальных условиях кинетика нарастания поля при ОП описывается характерной зависимостью $\mathbf{E}(t) \sim \tau [1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\tau = \varepsilon / (4\pi \sigma)$, а его пространственное распределение в среде $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \phi(\mathbf{r})$ определяется уравнением Пуассона для потенциала $\phi(\mathbf{r})$:

$$\Delta \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sigma} \operatorname{div} \mathbf{j}, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (2)$$

Появление поля \mathbf{E} вызывает обратимое изменение оптических свойств среды. Так, в низших по полю порядках разложения наведенной поляризации в изотропной среде возникают модулированные в пространстве анизотропная добавка к показателю преломления $\Delta n \sim \chi^{(3)} E^2$ [6] ($\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость третьего порядка) и наведённая поляризуемость второго порядка $\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} E$ [2]. Очевидно, что эффективность наблюдаемых в экспериментах на решётках Δn и $\chi^{(2)}$ процессов линейно- и нелинейно-оптических преобразований света напрямую зависит от эффективности ОП среды, определяемой величиной и распределением индуцированного ОП поля.

В следующих разделах статьи представлены результаты расчётов типичных схем ОП, использующихся в экспериментах. Теоретически анализируются пространственные распределения индуцируемых при ОП электрических полей, проводятся сопоставления характеристик различных схем ОП и оценки их эффективностей.

3. ОП в ленточной геометрии

Рассмотрим наиболее простой случай. Пусть пучки света при ОП распространяются в направлении оси y , неограничены по оси x , а по оси z имеют гауссов профиль:

$$E_1(\mathbf{r}) = E_{10} \exp\left(-\frac{z^2}{2w_1^2}\right), \quad E_2(\mathbf{r}) = E_{20} \exp\left(-\frac{z^2}{2w_2^2}\right), \quad (3)$$

где w_1 и w_2 – радиусы пучков полингуемых излучений по уровню половины интенсивности в фокальной плоскости. Подобная ситуация возникает в эксперименте при фокусировке коллимированных пучков цилиндрической линзой. Область ОП имеет вид тонкой протяжённой ленты.

Для плотности КФГ тока \mathbf{j} в ленточной геометрии ОП получаем выражение

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = e_j E_{10}^2 E_{20} \exp\left(-\frac{z^2}{2w^2}\right) \cos(\Delta k y), \quad (4)$$

где

$$w^2 = \frac{w_1^2 w_2^2}{2w_2^2 + w_1^2};$$

$e_{jz} = \sigma_1 \cos \alpha_1 \cos \varphi_0 + \sigma_2 \cos \alpha_2$, $e_{jx} = \sigma_1 \sin \alpha_1 \cos \varphi_0 + \sigma_2 \sin \alpha_2$ – отличные от нуля компоненты; φ_0 – угол между векторами \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 ; α_1 и α_2 – углы между векторами \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 и осью z соответственно.

Для удобства решения введём обозначения $\eta = \Delta k w$, $E_0 = E_{10}^2 E_{20}$ и перейдём к безразмерным переменным:

$$i \rightarrow \frac{i}{w} \quad (i = x, y, z), \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}) \rightarrow \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r})}{E_0}, \quad (5)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = e_j \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \cos(\eta y), \quad \phi(\mathbf{r}) \rightarrow \phi(\mathbf{r}) \frac{\sigma}{E_0}.$$

Учитывая периодичность решётки плотности тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, решение для потенциала ищется в виде $\phi(\mathbf{r}) = \phi(y, z) = \phi(z) \cos(\eta y)$ с граничными условиями $\phi(z \rightarrow \pm\infty) = 0$. Функция $\phi(z)$ находится из решения уравнения

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2\right) \phi(z) = -e_{jz} z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \quad (6)$$

и имеет вид

$$\phi(z) = e_{jz} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \exp\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \left[\exp(-\eta z) \operatorname{erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) - \exp(\eta z) \operatorname{erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right) \right]. \quad (7)$$

Функция $\operatorname{erf}(\xi)$ определена выражением

$$\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi. \quad (8)$$

Окончательные выражения для распределения компонент поля в среде, соответствующие потенциалу $\phi(y, z)$, в модели ленточной геометрии ОП имеют вид

$$E_y(y, z) = \phi(z) \eta \sin(\eta y), \quad E_z(y, z) = -\frac{\partial}{\partial z} [\phi(z)] \cos(\eta y) \quad (9)$$

$$= e_{jz} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{8}} \eta \exp\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \left[\exp(-\eta z) \operatorname{erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) + \exp(\eta z) \operatorname{erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right) \right] - \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \right\} \cos(\eta y).$$

Прежде чем анализировать полученные выражения, отметим следующее. При характерных для экспериментов значениях $w = 1 - 100$ мкм, отражающих эффективную ширину области ОП (см. выражение (4)), а также модуле обратного вектора индуцируемых решёток $\Delta k = 0.1 - 50$ мкм⁻¹ имеем $\eta = 0.1 - 5 \times 10^3$. Малым η соответствуют решётки небольшого размера с малым числом периодов, большим η – решётки наибольшего размера с максимальным числом периодов. Очевидно, что наиболее высококонтрастными являются индуцированные решётки, получающиеся при достаточно больших значениях η . Отмеченный факт будет учтён при дальнейшем анализе.

На рис.1 показаны распределения компонент поля E_y и E_z вдоль оси z , полученные из выражений (9) для $\eta = 0.1, 1, 5, 10$, соответствующих в эксперименте индуцированным полем решёткам с поперечным размером до ~ 100 мкм. Видно, что компонента E_z (в направлении, перпендикулярном направлению распространения полингующего излучения) максимальна в центре области ОП при $z = 0$ и с удалением от центра быстро уменьшается. Компонента E_y (в направлении, параллельном распространению полингующего излучения), наоборот, равна нулю в центре области ОП и возрастает с удалением от центра. При $\eta \rightarrow 0$ компонента $E_y \rightarrow 0$, в то время как $E_z \rightarrow 1$. Таким образом, наиболее оптимальной для компоненты поля E_z является область малых значений η , а для компоненты E_y – область $\eta \sim 1$.

Компоненты поля E_y и E_z с ростом η уменьшаются и при $\eta \rightarrow \infty$ стремятся к нулю. С учётом асимптотики функции $\text{erf}(\xi)$ при больших значениях её аргумента имеем $E_y \sim \eta^{-1}$, $E_z \sim \eta^{-2}$. Видно, что индуцированное поле достаточно быстро уменьшается с ростом η , однако компонента E_y убывает существенно медленнее, чем E_z .

Основным недостатком ленточной геометрии ОП является невозможность создания контрастных решёток с достаточно большими η . При значительном увеличении η область ОП уширяется и индуцируемые полингом заряды начинают скапливаться вдоль границы этой области. В результате поле сосредотачивается вблизи границы и достаточно быстро (пропорционально $1/\Delta k$) уменьшается в глубь области ОП (рис.1, кривая для $\eta = 10$). Эффективность ОП при этом резко падает. Очевидно, что снижение эффективности ОП с увеличением η отражается на линейно- и нелинейно-оптических преобразованиях, идущих на индуцированных в среде решётках Δl и $\chi^{(2)}$. К примеру, при использовании в эксперименте компоненты E_z интенсивность трёхволнового взаимодействия $I_g \sim (\chi^{(2)})^2 \sim (\chi^{(3)} E_z)^2$ будет уменьшаться пропорционально η^{-4} .

Отметим однако, что ленточная геометрия ОП может быть эффективной за счёт большой длины индуцируемых полем решёток. Так, при освещении решётки светом, распространяющимся в плоскости xu , возможно получение дифракции Брэгга и генерации гармоники на максимальной длине взаимодействия. Ленточная схема отличается к тому же широким спектральным диапазоном преобразования излучения. При выборе в плоскости xu угла падения на решётку излучения с заданной частотой Ω , такой, что выполнено условие $2k_\Omega - k_{2\Omega} = \Delta k$ (тем самым компенсируется фазовая расстройка для генерации гармоники с частотой 2Ω за счёт синфазного изменения $\chi^{(2)} \sim \chi^{(3)} E$), в силу малости отношения $\Delta k/k_\Omega$, требуемый угол падения оказывается небольшим и область эффективного преобразования частоты получается достаточно широкой при использовании излучения видимого и ближнего ИК диапазонов спектра.

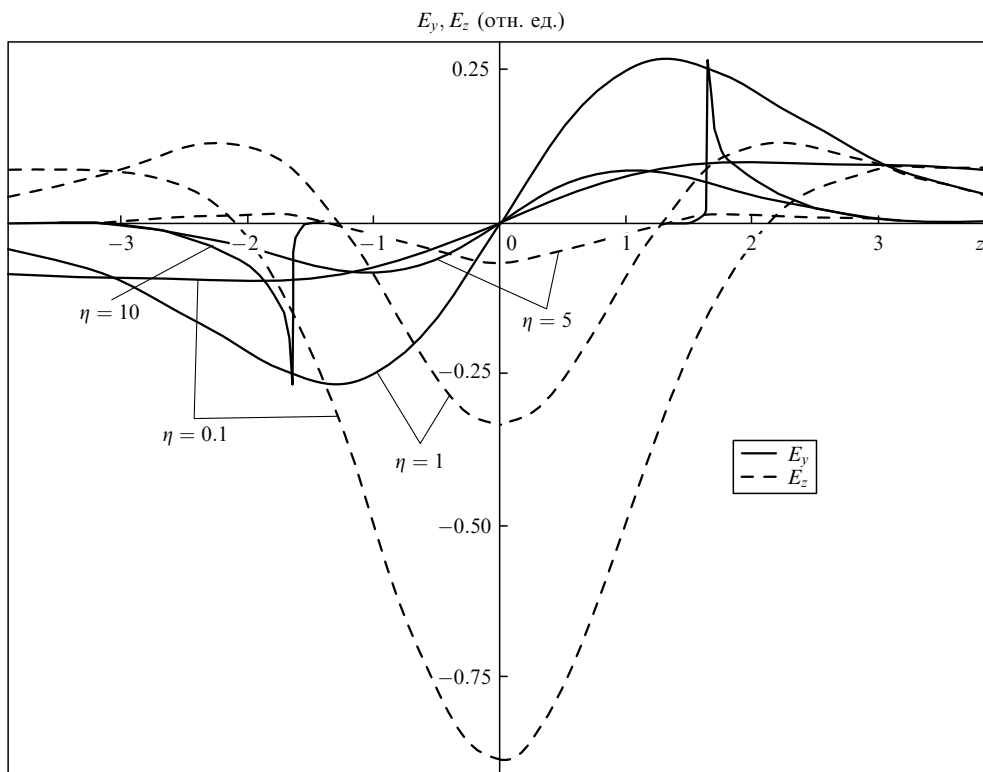


Рис.1. Распределение компонент электрического поля в среде, индуцированного при ленточной геометрии ОП.

4. ОП в цилиндрической геометрии

Пусть при ОП соосные пучки излучений на основной и удвоенной частотах распространяются вдоль оси y и сфокусированы в протяжённую область с центром перетяжки при $y = 0$. Полагаем, что излучение поляризовано вдоль оси z , а расходимость пучков пренебрегаем. Данный вид ОП характерен для волноводных и волоконных материалов и использовался, например, при экспериментальных исследованиях фотоиндуцированной ГВГ в стеклянных световодах [2, 3], а также в объёмных образцах [4, 10, 14]. Область ОП при этом имеет форму цилиндра.

Выражение для плотности КФГ тока в безразмерных переменных (5) для выбранной цилиндрической геометрии ОП имеет вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = e_{jz} \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{2}\right) \cos(\eta y), \quad r_{\perp}^2 = x^2 + z^2. \quad (10)$$

Используя формулы (2), с учётом периодичности $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ запишем уравнения для компонент индуцированного поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2\right) E_x(x, z) &= -e_{jz} x z \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{2}\right), \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2\right) E_y(x, z) &= -e_{jz} \eta z \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{2}\right), \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \eta^2\right) E_z(x, z) &= e_{jz} (1 - z^2) \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{2}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$E_{x,z}(x, y, z) = E_{x,z}(x, z) \cos(\eta y); \quad E_y(x, y, z) = E_y(x, z) \sin(\eta y).$$

При решении уравнений (11) используется сначала преобразование Фурье по x и z , затем в интегралах переходят к цилиндрическим переменным, при этом $k_x = k \sin(\theta + \varphi)$, $k_z = k \cos(\theta + \varphi)$, где θ – угол между векторами \mathbf{r}_{\perp} и \mathbf{k} , а φ – угол между вектором \mathbf{r}_{\perp} и осью z . В результате после интегрирования по θ получаем выражения для компонент поля в интегральной форме:

$$\begin{aligned} E_x(r_{\perp}, \varphi) &= -2e_{jz} \sin(2\varphi) \int_0^{\infty} \frac{k^3 \exp(-k^2/2) J_2(kr_{\perp})}{k^2 + \eta^2} dk; \\ E_y(r_{\perp}, \varphi) &= -e_{jz} \eta \cos \varphi \int_0^{\infty} \frac{ik^2 \exp(-k^2/2) J_1(kr_{\perp})}{k^2 + \eta^2} dk; \end{aligned} \quad (12)$$

$$E_z(r_{\perp}, \varphi) = e_{jz}$$

$$\times \int_0^{\infty} \frac{k^3 \exp(-k^2/2) [J_0(kr_{\perp}) - 2 \cos(2\varphi) J_2(kr_{\perp})]}{k^2 + \eta^2} dk.$$

Здесь $J_m(kr_{\perp})$ – функции Бесселя соответствующего m -го порядка ($m = 0, 1, 2$).

Решения системы (12) в аналитической форме отсутствуют, и возможно лишь их исследование численными методами. Из (12) следует, однако, что подобно ленточной геометрии ОП, в случае цилиндрической геометрии компонента поля E_y также равна нулю в центре области

ОП, а компонента E_z , совпадающая по направлению с КФГ током, имеет максимальное значение. Зависимость E_z от η в центральной области ОП (на оси пучков) описывается интегральной показательной функцией:

$$E_z(r_{\perp} = 0) = e_{jz} \left[1 + \frac{\eta^2}{2} \exp\left(\frac{\eta^2}{2}\right) \text{Ei}\left(-\frac{\eta^2}{2}\right) \right], \quad (13)$$

$$\text{Ei}(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \frac{e^{\xi}}{\xi} d\xi.$$

Используя асимптотику функции $\text{Ei}(-\eta^2/2)$ при больших значениях аргумента, находим характерную зависимость $E_z \sim \eta^{-2}$. Видно, что в цилиндрической геометрии ОП эффективность полинга также сильно уменьшается с ростом η , что препятствует созданию контрастных решёток большого размера. Этот факт подтверждается в экспериментах. Например, в известных исследованиях фотоиндуцированной ГВГ в световодах эффективность преобразования излучения стремится к нулю уже при диаметре области ОП, превышающем 20 мкм [2]. Проведённые нами недавние исследования трёхволнового взаимодействия в индуцированных решётках $\chi^{(2)}$ в разных образцах стёкол при использовании цилиндрической геометрии ОП и сохранении постоянной плотности мощности полингуемых излучений в области ОП также показывают характерное снижение эффективности с увеличением области ОП.

5. Объёмный полинг

Рассмотрим наиболее общий случай ОП среды скрещивающимися гауссовыми пучками. Такой вид ОП использовался нами в недавних экспериментах по наблюдению дифракции света на фотонаведённых при полинге объёмных брэгговских решётках показателя преломления [6, 7], а также параметрического усиления света [5] и фотоиндуцированной ГВГ [4] на решётках $\chi^{(2)}$, создаваемых при ОП в объёме среды.

Покажем, что по сравнению с ранее рассмотренными видами ОП объёмный полинг обладает определённым преимуществом, связанным с возможностью изменения свойств формируемой в среде решётки.

Запишем выражения для периода $\Lambda = 2\pi/\Delta k$ индуцируемой при объёмном ОП решётки плотности КФГ тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и угла $\beta = (\mathbf{k}_{\perp}, \Delta \mathbf{k})$ её ориентации по отношению к направлению распространения излучения на основной частоте, использующегося при ОП:

$$\Lambda = h \frac{\lambda_1}{2n_2}, \quad \beta = \arcsin(h \sin \alpha), \quad (14)$$

$$h = \left[1 + \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 - 2 \frac{n_1}{n_2} \cos \alpha \right]^{-1/2}.$$

Здесь λ_1 – длина волны излучения на основной частоте; $n_{1,2}$ – показатели преломления среды для излучений на основной и удвоенной частотах соответственно; α – угол схождения пучков при ОП внутри образца (угол полинга). На рис.2 представлены зависимости $\Lambda(\alpha)$ и $\beta(\alpha)$ при параметрах $\lambda_1 = 1.06$ мкм, $\delta n = n_2 - n_1 = 5 \times 10^{-2}$, $n_1/n_2 = 0.97$, $n_{1,2} \approx 1.5$, характерных для экспериментов по ОП в стеклянных средах.

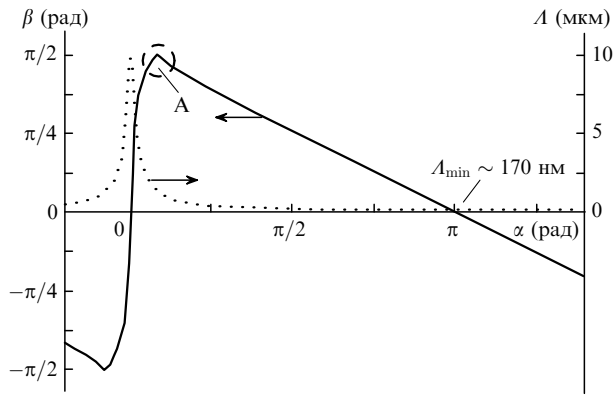


Рис.2. Зависимости периода A и угла ориентации β решётки КФГ тока при объёмном ОП от угла схождения пучков излучений α .

Из рис.2 видно, что особенностью объёмного ОП в области малых углов полинга является быстрое изменение зависимостей $A(\alpha)$ и $\beta(\alpha)$ с ростом α . При изменении угла полинга α период A возникающей в среде решётки плотности тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ меняется в очень широких пределах (практически на два порядка): от $A_{\max} = \lambda_1/(2\delta n) \sim 10^4$ нм до $A_{\min} \approx \lambda_1/(4n_1) \sim 170$ нм (десятых долей длины световой волны). Из рис.2 также видно, что ориентация решётки в среде сильно зависит от угла полинга. Действительно, при вариации α в пределах нескольких градусов вблизи нуля угол β принимает значения от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Это означает, что при объёмном ОП в среде можно создавать решётку с практически любой (от параллельной до перпендикулярной) ориентацией её плоскостей относительно направления $\mathbf{j}(\mathbf{r})^*$.

Наиболее интересной является отмеченная на рис.2 область A малых углов полинга α , в которой выполнено условие $\beta \approx \pi/2$ и векторы $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и $\Delta\mathbf{k}$ практически параллельны друг другу. Разделение носителей заряда в этом случае происходит преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскостям формирующейся в среде решётки, с накоплением эффекта вблизи этих плоскостей. Очевидно, что такая картина разделения зарядов должна способствовать образованию объёмной периодической полевой структуры, однородно распределённой во всей области ОП. Отметим, что в ранее рассмотренных типах ОП (в ленточной и цилиндрической геометриях) такая возможность отсутствовала, поскольку всегда выполнялось условие $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \perp \Delta\mathbf{k}$ и существовал только продольный КФГ ток, направленный вдоль плоскостей решётки. Далее при вычислениях мы уделим внимание случаю $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$ в области малых углов полинга.

Рассмотрим формирование поля в среде при объёмном ОП. Считаем, что ОП образца проводится двумя сфокусированными внутри среды, пересекающимися под небольшим углом полинга α гауссовыми пучками взаимно когерентных излучений на основной (ω) и удвоенной (2ω) частотах (рис.3). Выберем начало координат в точке пересечения осей пучков, совпадающей с центрами их перетяжек. Полагаем, что полингующие излучения с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 распространяются вдоль осей y_1 и y_2 соответственно. При этом обратный вектор формирующейся в среде решётки КФГ тока $\Delta\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$

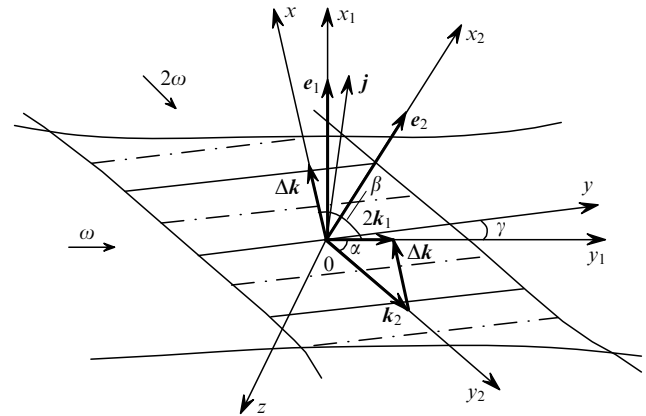


Рис.3. Образование решётки поля при объёмном ОП.

будет расположен в плоскости y_1y_2 (рис.3). Считаем, что полингующие излучения линейно поляризованы и векторы их поляризаций \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 направлены вдоль осей x_1 и x_2 соответственно. Из рис.3 видно, что характерный для объёмного ОП случай $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$, при котором КФГ ток будет направлен преимущественно перпендикулярно плоскостям формирующейся в среде решётки, возникает при условии, что векторы поляризации полингующих излучений \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 лежат в плоскости y_1y_2 .

Для расчётов выберем систему координат x, y , связанную с решёткой тока: ось x направим вдоль вектора решётки $\Delta\mathbf{k}$, а ось y – вдоль плоскостей решётки. Обозначим через $\gamma = \beta - 90^\circ$ угол между осями y_1 и y (рис.3). Выражение для плотности КФГ тока в системе координат решётки в безразмерных переменных (5) в данном случае записывается в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_j \exp \left[-\frac{1}{2}(ax^2 + by^2 + cxy + z^2) \right] \cos(\eta x), \quad (15)$$

где

$$a = 1 - b; \quad b = \frac{2w^2}{w_1^2} \sin^2 \gamma + \frac{w^2}{w_2^2} \sin^2(\gamma + \alpha); \quad (16)$$

$$c = \frac{2w^2}{w_1^2} \sin 2\gamma + \frac{w^2}{w_2^2} \sin 2(\gamma + \alpha).$$

При объёмном ОП для характерного случая $\mathbf{j}(\mathbf{r}) \parallel \Delta\mathbf{k}$ отличны от нуля компоненты $e_{jx} = \sigma_1 \cos \gamma \cos \alpha + \sigma_2 \times \cos(\alpha + \gamma)$ и $e_{jy} = \sigma_1 \sin \gamma \cos \alpha + \sigma_2 \sin(\alpha + \gamma)$. В рассматриваемом диапазоне малых углов α и γ выполняется ряд условий, необходимых для проведения расчётов:

$$a, b, c > 0, \quad b \ll c \ll a \lesssim 1, \quad s = \frac{e_{jy}}{e_{jx}} \approx \gamma + \frac{\alpha \sigma_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)} \ll 1. \quad (17)$$

Отметим также, что при малых углах полинга α параметр η , тем не менее, должен быть достаточно большим, таким, чтобы на диаметре перетяжки в области ОП укладывалось хотя бы несколько периодов решётки (иначе нет смысла говорить о наличии решётки).

Уравнение для распределения потенциала $\phi(\mathbf{r})$ в среде в рассматриваемом случае объёмного ОП при использовании безразмерных переменных в системе координат решётки записывается в виде

*Заметим, что направление $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ в среде определяется поляризацией полингующих излучений (см. формулу (1)) и при малых углах полинга практически перпендикулярно направлению распространения света.

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = e_{jx}I(z)\left(\frac{\partial}{\partial x} + s\frac{\partial}{\partial y}\right)[I(x, y)\cos(\eta x)], \quad (18)$$

$$I(z) = \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right), \quad I(x, y) = \exp\left[-\frac{1}{2}(ax^2 + by^2 + cxy)\right].$$

Решение уравнения (18) ищем с помощью трёхмерного преобразования Фурье последовательно по координатам z, y и x с учётом (17). При обратном преобразовании в случае интегрирования по комплексным переменным принимаем во внимание, что основной вклад дают малые окрестности точек $k_x = 0, \pm\eta$.

В результате для распределения потенциала $\phi(\mathbf{r})$ в объёме среды получаем выражение

$$\begin{aligned} \phi(\mathbf{r}) &= e_{jx}\phi(z, \eta)I(x, y)[(gx + py)\cos(\eta x) - \eta\sin(\eta x)], \\ \phi(z, \eta) &= \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{1}{\eta}\exp\left(\frac{\eta^2}{2} - \eta|z|\right) \\ &\times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\eta - z}{\sqrt{2}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\eta + z}{\sqrt{2}}\right)\right], \end{aligned} \quad (19)$$

$$g = a + \frac{cs}{2}, \quad p = \frac{c}{2} + bs.$$

Выражения для распределений компонент поля в среде, соответствующих этому потенциалу, имеют вид

$$\begin{aligned} E_x &= e_{jx}\phi(z, \eta)I(x, y)\sin(\eta x + \psi_x) \\ &\times \left\{ \left[agx^2 + \left(ap + \frac{c}{2}g \right)xy + \frac{c}{2}py^2 + \eta^2 - g \right]^2 \right. \\ &\quad \left. + \eta^2s^2 \left(by + \frac{c}{2}x \right)^2 \right\}^{1/2}, \\ E_y &= e_{jx}\phi(z, \eta)I(x, y)\cos(\eta x + \psi_y) \\ &\times \left\{ \left[\frac{c}{2}gx^2 + \left(\frac{c}{2}p + bg \right)xy + bpy^2 - p \right]^2 \right. \\ &\quad \left. + \eta^2 \left(by + \frac{c}{2}x \right)^2 \right\}^{1/2}, \\ E_z &= e_{jx}I(x, y)[(gx + py)^2 + \eta^2]^{1/2}\cos(\eta x + \psi_z) \\ &\times \left[\eta\phi(z, \eta)\Theta(z) - \frac{2}{\eta}\exp\left(-\frac{z^2}{2} - \eta|z|\right)\cosh(\eta z) \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где $\Theta(z)$ – тэта-функция;

$$\begin{aligned} \psi_x &= \arctan\left[\frac{agx^2 + (ap + cg/2)xy + cpy^2/2 + \eta^2 - g}{\eta s(by + cx/2)}\right]; \\ \psi_y &= \arctan\left[\frac{\eta(by + cx/2)}{cgx^2/2 + (cp/2 + bg)xy + bpy^2 - p}\right]; \quad (21) \\ \psi_z &= \arctan\left(\frac{\eta}{gx + py}\right). \end{aligned}$$

Анализ выражений (20) при $\eta \gg 1$ показывает, что подобно рассмотренным ранее ОП в ленточной и цилиндрической геометриях компоненты поля E_y и E_z в случае объёмного ОП также быстро уменьшаются с ростом η (пропорционально η^{-1}). Однако поведение компоненты E_x при объёмном ОП отличается от её поведения при ОП в указанных геометриях. Из анализа выражения для E_x в (20) при $\eta \gg 1$ в разных точках области ОП следует, что рост η с увеличением области ОП не приводит к существенному уменьшению компоненты поля E_x . Отметим, что выражения (20) были получены для безразмерных переменных и компонент поля, нормированных на максимальное значение $E_0 = E_{10}^2 E_{20}$, характеризующее влияние на ОП интенсивности взаимодействующих волн. При этом изменения расчётных компонент поля согласно (20) непосредственно отражаются в изменении распределения поля в области ОП. Таким образом, объёмный полинг с формированием компоненты поля E_x является оптимальным при создании равномерно распределённых в области ОП фотоиндуцированных полевых структур большого размера.

6. Эксперимент

Для подтверждения возможности получения с помощью объёмного ОП полевых структур большого размера нами были проведены эксперименты по изучению дифракции Брэгга и нелинейного преобразования волн на сформированных при объёмном ОП модуляциях Δn и $\chi^{(2)}$. Из имеющегося набора промышленных оптических стекол был выбран образец оксидного стекла марки К8, в котором наблюдалась наиболее высокая эффективность ОП. Объёмный ОП образца проводился для угла полинга $\alpha \sim 3^\circ - 4^\circ$ из области А на рис.2. Взаимно когерентные пучки излучения на основной и удвоенной частотах импульсного Nd³⁺:YAlO₃-лазера ($\lambda_1 = 1.079$ мкм) фокусировались в область размером ~ 250 мкм и пересекались внутри образца под углом α . Поляризации излучений были выбраны в соответствии с обсуждавшимся ранее условием возникновения объёмного ОП. Максимальная энергия в импульсе основного излучения составляла ~ 18 мДж, длительность импульса – примерно 15 нс, частота повторения – 12.5 Гц. Пиковые интенсивности излучений на основной и удвоенной частотах в фокусе были равны $\sim 10^9$ и $\sim 10^8$ Вт/см² соответственно. Регистрация излучений, возникающих при дифракции Брэгга и ГВГ на записанных объёмным ОП решётках Δn и $\chi^{(2)}$ при облучении их излучением на основной частоте, проводилась в дальней зоне с помощью ФЭУ. Используемая аппаратура позволяла фиксировать и обрабатывать на компьютере в реальном времени импульсную мощность дифрагировавшего излучения и излучения на частоте второй гармоники. Пороговая чувствительность регистрирующей системы составляла 1 мкВт/имп. Записанные при объёмном ОП в стекле решётки Δn и $\chi^{(2)}$ были устойчивы и сохранялись в течение нескольких часов при отсутствии внешнего воздействия. Процесс записи решёток был полностью обратимым и не сопровождался структурными изменениями образцов. Кинетика записи и релаксации решёток, а также результаты наблюдения индуцированных вследствие ГВГ и дифракции Брэгга излучений приведены в работах [4, 5].

Для диагностики однородности распределения индуцированных решёток при наблюдения сигналов, возни-

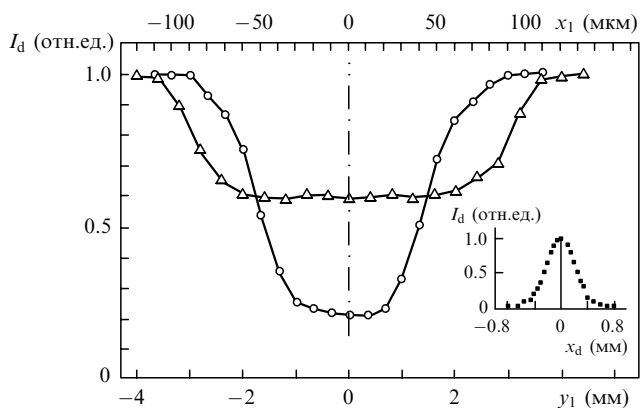


Рис.4. Зависимости интенсивности I_d излучения, дифрагировавшего в геометрии Брэгга, при сканировании области решётки поля излучением He–Ne-лазера по длине (Δ) и ширине (\circ) решётки. На вставке – распределение интенсивности дифрагировавшего света (x_d – смещение от оси пучка вдоль направления, лежащего в плоскости x_1y_1 и перпендикулярного направлению дифракции).

кающих в результате дифракции Брэгга и ГВГ, проводилось сканирование области ОП узким пучком He–Ne-лазера ($\lambda = 0.6327$ мкм) вдоль длины и ширины решёток (по осям y_1 и x_1 соответственно (рис.3)). Излучение He–Ne-лазера частично «стирало» решётку поля в области засвечивания. В результате наблюдались провалы в сигналах, возникающих при дифракции и ГВГ. Интенсивность сканирующего излучения была равна ~ 30 Вт/см², время засветки составляло ~ 2 мин с интервалом между засветками 10 мин, диаметры пучков He–Ne-лазера были равны ~ 200 и ~ 20 мкм при сканировании по длине и ширине решётки соответственно.

На рис.4 представлены зависимости интенсивности дифрагировавшего излучения при сканировании излучением He–Ne-лазера области решётки поля в среде, созданной при объёмном ОП. Видно, что экспериментально полученная ширина решётки составляет ~ 180 мкм, а её длина равна ~ 7 мм. На вставке к рис.4 приведено пространственное распределение интенсивности дифрагировавшего излучения в плоскости x_1y_1 в направлении, перпендикулярном направлению распространения дифрагировавшей волны, показывающее, что дифракция идёт во всей области решётки и распределение интенсивности излучения имеет характерный гауссов профиль. Подобные зависимости были получены также и при изучении сигнала, возникающего при ГВГ на решётке $\chi^{(2)}$ при объёмном ОП. Наконец отметим, что при повороте поляризаций полингующих излучений на 90° наблюдаемые сигналы, возникающие при дифракции и ГВГ, были в

$\sim 10^4 - 10^5$ раз слабее, и при сканировании излучением He–Ne-лазера эти сигналы обнаруживались лишь вблизи границы области ОП. Это свидетельствует о том, что однородная объёмная решётка поля в среде не формируется. Полученные в эксперименте результаты согласуются с расчётными данными.

7. Заключение

В настоящей работе с использованием модели токового механизма ОП изотропных сред проведен анализ эффективностей типичных экспериментальных схем ОП. Показано, что величина и распределение индуцированного в среде поля существенно зависят от геометрии взаимодействия при ОП. Изучены пространственные распределения электрических полей. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что в определённых условиях с помощью объёмного ОП можно создавать распределённые в объёме среды индуцированные полевые структуры большого размера. Полученные результаты могут быть использованы в дальнейшем при исследованиях ОП различных сред и разработке оптоэлектронных элементов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17220 и 06-08-01502).

1. Antonyuk V.P. *Opt. Commun.*, **174**, 427 (2000).
2. Дианов Е.М., Стародубов Д.С. *Квантовая электроника*, **22**, 419 (1995).
3. Антонюк В.П., Антонюк В.Б. *УФН*, **171**, 61 (2001).
4. Balakirev M.K., Vostrikova L.I., Smirnov V.A., Kityk I.V., Ebothe J. *Phys. Rev. A*, **67**, 023806 (2003).
5. Balakirev M.K., Smirnov V.A., Vostrikova L.I. *Opt. Commun.*, **178**, 181 (2000).
6. Балакирев М.К., Вострикова Л.И., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **32**, 416 (2002).
7. Balakirev M.K., Smirnov V.A., Vostrikova L.I. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, 437 (2003).
8. Балакирев М.К., Вострикова Л.И., Смирнов В.А., Энтин М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, 32 (2004).
9. Antonyuk V.P. *Light Driven Self-Organization* (New-York: Nova Science, 2003).
10. Hirao K., Qian G., Wang M., et al. *Chem. Phys. Lett.*, **381**, 677 (2003).
11. Баскин Э.М., Энтин М.В. *Письма в ЖЭТФ*, **48**, 554 (1988).
12. Сулимов В.Б. *ЖЭТФ*, **101**, 1749 (1992).
13. Baskin E.M., Entin M.V. *Coherent Control in Atoms, Molecules, and Semiconductors* (Dordrecht & Boston: Kluwer Acad. Publ., 1999).
14. Щавелев О.С., Щавелев К.О., Кундикова Г.Т., Чуриков В.М. и др. *Оптический журн.*, **68**, 49 (2001).
15. Tsutsumi N., Nakatani K. *Opt. Commun.*, **259**, 852 (2006).
16. Jia Y., Wang G., Guo B., Su W., Zhang Q. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **6**, 833 (2004).
17. Odane C., Tsutsumi N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 1514 (2003).