

НЕЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА В ПОГЛОЩАЮЩИХ ФОТОПОЛИМЕРАХ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Введение

Одним из перспективных направлений развития информационных технологий является переход к полностью оптическим методам обработки и хранения данных [1]. В этой связи значительное внимание в последнее время уделяется теоретическим и экспериментальным исследованиям базовых элементов оптических информационных и телекоммуникационных систем, к которым относятся голографические дифракционные структуры на основе фотополимерных материалов [1]. Голографические дифракционные решетки, созданные в фотополимерных материалах, находят применение в качестве узкополосных фильтров, при формировании фотонных кристаллов и управляемых периодических дифракционных структур с нано размерами. Дифракционные структуры (ДС), записанные в фотополимерных материалах (ФПМ), представляют значительный интерес в связи с изучением особенностей голографического формирования наноразмерных ДС в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах и динамического управления их дифракционными свойствами.

Исследованию вопросов формирования дифракционных структур в фотополимерных материалах посвящено большое количество работ, в которых рассмотрено влияние скоростей и вкладов полимеризационных и диффузионных процессов формирования [2–6], самодифракции записывающих волн на первой гармонике записываемой решетки [4], поглощения [4–6], нелинейности процесса фотополимеризации, приводящей к формированию дифракционных структур с высшими пространственными гармониками [3, 6]. Однако вопросы нелинейности во всех работах представлены только для пропускающей

геометрии, а в работе [5] продемонстрированы отличия в формировании пропускающих и отражающих решеток в поглощающей фотополимерной среде.

Целью данной работы является обобщение динамической теории нелинейных диффузионно-фотополимеризационных процессов формирования неоднородных квазипериодических дифракционных структур в поглощающих ФПМ на случай отражающей геометрии. При этом принимаются во внимание эффекты самодифракции записывающих волн, приводящие в результате двухпучкового взаимодействия слабых световых волн, дифрагированных на высших пространственных гармониках поля основной дифракционной решетки (ОДР), с сильными опорными световыми волнами, участвующими в процессе ее формирования, к записи дополнительных дифракционных решеток (ДДР).

Аналитическая модель

Формирование фазовой дифракционной решетки в ФПМ под действием света, происходящее в результате процесса радикальной фотополимеризации и диффузионных процессов, описывается в общем виде с помощью кинетических уравнений для концентрации мономера M и показателя преломления n [6]

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \text{div}(D_m \text{grad} M) - h[I(r)]^k M, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \delta n_p h[I(r)]^k \frac{M}{M_n} + \delta n_d \text{div} \left[D_m \text{grad} \frac{M}{M_n} \right], \quad (2)$$

где $M = M(r, t)$, $n = n(r, t)$, $I(r)$ – распределение интенсивности интерференционной картины, r – радиус вектор, h – зависит от внутренних параметров ФПМ [6], k – характеризует степень нелинейности фотополимеризации, D_m – коэффициент диффузии; δn_p , δn_d – параметры модели.

характеризующие изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала, соответственно; M_n – начальная концентрация мономера.

Будем полагать, что запись ОДР осуществляется плоскими когерентными световыми волнами с амплитудами E_0, E_1 и волновыми векторами k_0, k_1 (рис. 1.). В течение записи вследствие нелинейности ФПМ формируется основная голографическая решетка (ОГДР) содержащая ряд пространственных гармоник (с векторами решеток $K_1 = k_0 - k_1, K_2 = 2K_1, \dots, K_j = jK_1$).

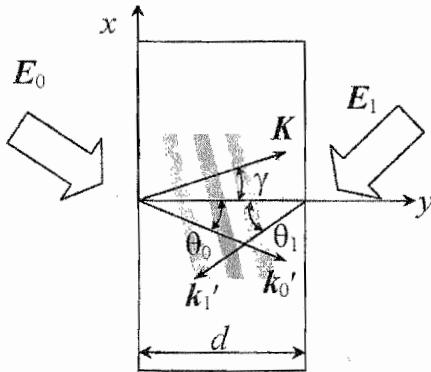


Рис. 1

Одновременно происходит процесс дифракции записывающих волн на гармониках ОДР, которые в результате интерференции с записывающими волнами приводят к записи ДДР. Рассмотрим механизм формирования ДДР. В квазисимметричной геометрии, векторная диаграмма которого представлена на рис. 2, дифрагированные на второй гармонике волны в результате интерференции с записывающими волнами приводят к записи четырех ДДР с векторами $K_{20} = k_0 - k_2, K_{21} = k_1 - k_2, K_{02} = k_2' - k_0, K_{12} = k_1 - k_2'$. Рассмотренный механизм справедлив для описания ДДР, сформированных на всех высших гармониках ОГДР.

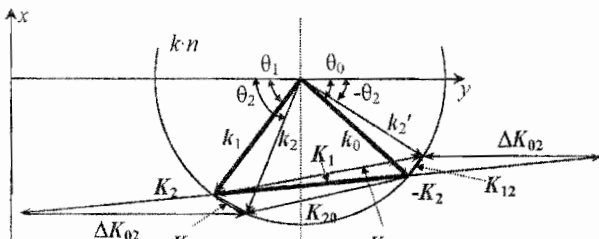


Рис. 2

Принимая во внимание малость амплитуд ДДР, можно пренебречь их взаимовлиянием и влиянием на пространственные гармоники основной решетки, а интерференционную картину в ФПМ записать в виде:

$$I(r) = I_0 \left(1 + m e^{-iK_1 r} + \frac{E_0 E_2^*}{I_0} e^{-iK_{20} r} + \frac{E_1 E_2^*}{I_0} e^{-iK_{21} r} + \frac{E_0 E_2'^*}{I_0} e^{-iK_{02} r} + \frac{E_1 E_2'^*}{I_0} e^{-iK_{12} r} + \dots + c.c. \right), \quad (3)$$

где $m(y) = 2\sqrt{I^0 I^1} e^{-\alpha d} \cdot (e_1 \cdot e_0) / (I^0 e^{-\alpha y} + I^1 e^{-\alpha(d-y)})$ – контраст интерференционной картины; $I_0(y) = I^0 e^{-\alpha y} + I^1 e^{-\alpha(d-y)}$, α – коэффициент поглощения и d – толщина ФПМ; $I^j = |E_j|^2$; $K_1 = |K_1| = |k_0 - k_1|$; E_j – амплитуда, k_j – волновой вектор и e_j – вектор поляризации j -той световой волны.

Общее решение уравнений (1), (2) будем искать в виде:

$$M = 0.5 \left(\sum_{j=0}^N M_j(r, t) e^{-iK_j r} + M_1^{20}(r, t) e^{-iK_{20} r} + M_1^{21}(r, t) e^{-iK_{21} r} + M_1^{02}(r, t) e^{-iK_{02} r} + M_1^{12}(r, t) e^{-iK_{12} r} + c.c. \right), \quad (4)$$

$$n = n_{st} + 0.5 \left(\sum_{j=0}^N n_j(r, t) e^{-iK_j r} + n_1^{20}(r, t) e^{-iK_{20} r} + n_1^{21}(r, t) e^{-iK_{21} r} + n_1^{02}(r, t) e^{-iK_{02} r} + n_1^{12}(r, t) e^{-iK_{12} r} + c.c. \right), \quad (5)$$

где M_j, n_j – амплитуды гармоник концентрации мономера и показателя преломления ОДР, $M_1^{20}, M_1^{21}, M_1^{02}, M_1^{12}$ и $n_1^{20}, n_1^{21}, n_1^{02}, n_1^{12}$ – амплитуды первых гармоник концентрации мономера и показателя преломления ДДР, n_{st} – значение показателя преломления ФПМ при $t = 0$.

Принимая во внимание малость амплитуд ДДР, можно пренебречь их влиянием на гармоники основной решетки и разделить рассматриваемую задачу на две части. Это позволяет в первой части найти решения (1), (2) для пространственных гармоник M_j, n_j основной решетки и, используя их, решить задачу формирования ДДР.

Подставляя (3)–(5) в (1), (2), используя свойство ортогональности пространственных гармоник и пренебрегая влиянием ДДР на гармоники ОДР, получим систему связанных кинетических дифференциальных уравнений для гармоник ОДР $M_j(\tau, y), n_j(\tau, y)$ ($j=0..N$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_j(\tau, y)}{\partial \tau} &= -j^2 M_j(\tau, y) + \sum_{l=0}^N a_{j,l} M_l(\tau, y), \\ \frac{\partial n_j(\tau, y)}{\partial \tau} M_n &= -\delta n_j \sum_{l=0}^N a_{j,l} M_l(\tau, y) - \\ &- j^2 \delta n_j M_j(\tau, y), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\tau = t/T_m$ – относительное время; $T_m = 1/(D_w K_w^2)$ – характерное время диффузии, $a_{j,l}$ – коэффициенты матрицы.

$$a_{j,l} = \begin{Bmatrix} \begin{matrix} e_1 & e_2 & e_3 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2e_2 & e_{11} & e_2 & e_3 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2e_3 & e_2 & e_1 & e_2 & e_3 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e_3 & e_2 & e_1 & e_2 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_1 & e_2 & e_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_2 & e_1 & e_2 & e_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & e_3 & e_2 & e_1 & e_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & e_3 & e_2 & e_1 \end{matrix} \end{Bmatrix},$$

$$e_{11} = \frac{2^k}{b_y} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k(k-1)m_y^2}{4} \right),$$

$$e_1 = \frac{2^k}{b_y} \left(1 + \frac{k(k-1)m_y^2}{4} \right),$$

$$e_3 = \frac{2^k k(k-1)m_y^2}{b_y 8},$$

$$e_2 = \frac{2^k k m_y}{b_y 2}, \quad m_y = m(y), \quad b_y = b(y) = T_{py} / T_m,$$

$T_{py} = T_p(y) = \hbar^2 / (I_0(y))^k$ – локальное время полимеризации.

Для решения систем связанных дифференциальных уравнений (6) воспользуемся методикой из [6] и представим общее решение для пространственных амплитудных профилей гармоник в виде:

$$M_j(\tau, y) = M_n \sum_{l=0}^N A_{j,l} e^{\lambda_l \tau}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} n_j(\tau, y) &= \delta n_j \sum_{l=0}^N a_{j,l} \sum_{p=0}^N A_{j,p} \frac{1 - e^{\lambda_p \tau}}{\lambda_p} + \\ &+ \delta n_j j^2 \sum_{p=0}^N A_{j,p} \frac{1 - e^{\lambda_p \tau}}{\lambda_p}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $j = 0..N$, $c_{j,l} = a_{j,l} j^2 \delta_{j,l}$, $\delta_{j,l}$ – символ Кронекера, $\lambda_l = \lambda_l(y)$ определяются как корни характеристического уравнения $|c_{j,l} - \lambda| = 0$. Анализ показывает, что $\lambda_l(y)$ являются вещественными, различными и отрицательными. $A_{j,l} = A_{j,l}(y)$ находятся из (6), (7) для M с учетом начальных условий, как решения $(N+1)$ систем линейных алгебраических уравнений [6].

Таким образом, выражения (6), (7) представляют общее решение нелинейного диффузионно-полимеризационного процесса формирования ОДР в поглощающих ФПМ и позволяют найти амплитуды ДДР.

ДДР образуются в результате интерференции падающих записывающих волн и волн дифрагированных на пространственных гармониках ОДР. Вследствие малости амплитуд ДДР можно пренебречь изменением падающих записывающих волн и ограничить рассмотрение дифрагированными волнами E_l, E'_l на рассматриваемой высшей пространственной гармонике.

$$\begin{cases} \frac{\partial E_l}{\partial y} = iG_l \left(E_0 n_l(\tau) e^{-i\Delta K_{0l} y} + E_l n_{l-1}(\tau) e^{-i\Delta K_{0l} y} + \right. \\ \left. + E_0 n_l^{(0)}(\tau, y) + E_l n_l^{(1)}(\tau, y) \right) \\ \frac{\partial E'_l}{\partial y} = iG_l \left(E_0 n_l(\tau) e^{-i\Delta K'_{0l} y} + E_l n_{l-1}(\tau) e^{-i\Delta K'_{0l} y} + \right. \\ \left. + E_0 n_l^{(0)'}(\tau, y) + E_l n_l^{(1)'}(\tau, y) \right) \end{cases}, \quad (10)$$

где $G_l = \pi / (\lambda \cos \theta_l)$, λ – длина волны света в ФПМ, $n_l(\tau)$ – l -тая гармоника n , определенная в решении для основной решетки (8) с учетом $ad \approx 0$ ($l > 1$), $n_l^{(j)}(\tau, y)$ – первая гармоника j -той ДДР показателя преломления n , индекс $j = 0l, 1l, 0l', 1l'$ – соответствует рассматриваемой ДДР с волновым вектором K_j , формируемой одной из записывающих волн и волной, дифрагированной

на l -той пространственной гармонике ОГДР, $\Delta K_{0l} = |\Delta K_{0l}|$ – модуль вектора фазовой расстройки (см. рис. 2).

Вследствие малости амплитуд ДДР можно пренебречь их влиянием на гармоники основной решетки, которые будем считать в (10) заданными решениями (8), и не учитывать изменения падающих записывающих волн. В этом случае, используя методику из [4], где кинетические уравнения записи дополняются дифракционным уравнением в приближении заданного поля и без учета поглощения, запишем интегродифференциальные кинетические уравнения записи для ДДР с вектором K_{l1} :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} M_1^{l0}(\tau, y) &= -r_{l0}^2 M_1^{l0}(\tau, y) - \\ &- \frac{2^k}{b} \left[2k M_0(\tau) \frac{E_0 E_1^*(\tau, y)}{E_0^2 + E_1^2} + M_1^{l0}(\tau, y) \right] \\ \frac{\partial}{\partial \tau} n_1^{l0}(\tau, y) &= \delta n_p \frac{2^k}{b} \cdot \\ &\cdot \left[2k \frac{M_0(\tau) E_0 E_1^*(\tau, y)}{M_n E_0^2 + E_1^2} + \frac{M_1^{l0}(\tau, y)}{M_n} \right] - \\ &- \delta n_p r_{l0}^2 \frac{M_1^{l0}(\tau, y)}{M_n} \end{aligned} \right. , \quad (11)$$

где $E_l(\tau, y)$ – определяется решением системы (10) в приближении заданного поля с учетом $|n_1^{ll}| < |n_{l-1}|$; $M_0(\tau)$ – нулевая гармоника M , определенная в решении для основной решетки выражениями (7) с учетом $\alpha d \approx 0$; $M_1^{l0}(\tau, y)$, – первая гармоника дополнительной решетки концентрации мономера с вектором K_{l0} , $r_{l0} = K_{l0}/K_1$, $K_{l0} = |K_{l0}|$, $b = T_p/T_m$, $T_p = \hbar^{-1}/(I^0 + I^1)^k$.

Используя интегральное преобразование Лапласа по пространственной координате y и учитывая, что функция $n_1^{l0}(\tau, y)$ является медленно меняющейся по сравнению с $M_0(\tau) \cdot e^{F_1 \tau}$ [4], где $F_1 = r_{l0}^2 + 2^k/b$, решение для $n_1^{l0}(\tau, y)$ запишем в виде:

$$n_1^{l0}(\tau, y) = F_2 \int_0^\tau \left\{ \begin{aligned} &Q(\tau', y) + \\ &+ \int_0^{d-y} Q(\tau', y') \cdot H_0(\tau', \tau, y-y') dy' \end{aligned} \right\} d\tau', \quad (12)$$

$$Q(\tau, y) = \left(C_n r_{ln}^2 - \frac{2^k}{b} \right) e^{F_1 \tau}.$$

где

$$H_0(\tau', \tau, y) = \frac{\int_0^\tau H(\tau', y) e^{-F_1 \tau'} d\tau' - H(\tau, y)}{M_n},$$

$$C_n = \delta n_l / \delta n_p,$$

$$H_0(\tau', \tau, y) = 1 + \sqrt{\frac{F_2}{d-y}} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''.$$

$$\cdot J_1 \left[2 \sqrt{F_2 (d-y)} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau'' \right]$$

$$R(\tau) = \left(C_n r_{l0}^2 - \frac{2^k}{b} \right) \cdot$$

$$\cdot e^{F_1 \tau} \int_0^\tau \frac{M_0(\tau')}{M_n} e^{-F_1 \tau'} d\tau' - \frac{M_0(\tau)}{M_n}, F_2 = -\frac{2^k}{b} \frac{2iG_l k \delta n_p}{1+m_0},$$

$$H(\tau, y) = M_0(\tau) \int_0^{d-y} (n_l(\tau, y) + \sqrt{m_0} n_{l-1}(\tau, y)) e^{-i\Delta K_{0l} y'} dy',$$

$J_1(x)$ – функция Бесселя.

Таким образом, выражение (12) определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды ДДР с вектором решетки K_{l0} , образованной записывающими волнами и дифрагированной на l -той пространственной гармонике ОГДР. Из решения видно, что ДДР в отличие от гармоник основной решетки имеет пространственно неоднородные распределения амплитуды и фазы вдоль глубины решетки даже в отсутствии поглощения.

Проведя аналогичную процедуру решения для ДДР с вектором решетки K_{l1} можно получить следующие решения:

$$n_1^{l1}(\tau, y) = F_2 \int_0^\tau \left\{ \begin{aligned} &Q(\tau', y) + \\ &+ \int_0^{d-y} Q(\tau', y') \cdot H_0(\tau', \tau, y-y') dy' \end{aligned} \right\} d\tau', \quad (13)$$

$$H_0(\tau', \tau, y) = 1 +$$

$$\text{где } + \sqrt{\frac{F_2 \sqrt{m_0}}{d-y}} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''.$$

$$\cdot J_1 \left[2 \sqrt{F_2 \sqrt{m_0} (d-y)} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau'' \right]$$

$H(\tau, y)$ полностью совпадает с приведенным в (12), а $Q(\tau, y)$ и $R(\tau, y)$ совпадают с приведенными в (12) с точностью до замены r_{l0} на $r_{l1} = K_{l1}/K_1$.

Решения для ДДР с векторами K_{0l} совпадают с решениями (12) для ДДР с векторами K_{0l} с точностью до замены r_{l0} на $r_{0l} = K_{0l}/K_l$

$$H(\tau, y) = M_0(\tau) \int_0^{d-y} \left(n_{l-1}(\tau, y) + \sqrt{m_0} n_l(\tau, y) \right) e^{-i\Delta K_{0l} y'} dy'.$$

Аналогично, решения для ДДР с векторами K_{1l} совпадают с решениями (13) для ДДР с векторами K_{1l} с точностью до замены r_{1l} на $r_{1l} = K_{1l}/K_l$ и

$$H(\tau, y) = M_0(\tau) \int_0^{d-y} \left(n_{l-1}(\tau, y) + \sqrt{m_0} n_l(\tau, y) \right) e^{-i\Delta K_{0l} y'} dy'.$$

При считывании ОГДР амплитуды световых полей в дифракционных порядках найдем из системы уравнений связанных волн для $N+1$ гармоник, используя метод возмущений [5]:

$$E_0(\tau, y) = \sum_{k=0}^{\infty} E_{0,2k}(\tau, y) \left(\delta n_p / n_{st} \right)^{2k} \quad (14)$$

$$E_j(\tau, y) = \sum_{k=0}^{\infty} E_{j,2k+1}(\tau, y) \left(\delta n_p / n_{st} \right)^{2k+1}$$

$$E_{j,2k+1}(\tau, y) =$$

$$\text{где } G_j = \int_0^{d-y} n_j(\tau, y') E_{0,2k}(\tau, y') e^{-i\Delta K_j y'} dy',$$

$$E_{0,2k}(y, \tau) =$$

$$= G_0 \int_0^{d-y} \sum_{j=1}^N n_j(\tau, y') E_{j,2k-1}(y', \tau) e^{i\Delta K_j y'} dy',$$

$$E_{0,0}(\tau, y) = \hat{E}_0,$$

$$G_j = \pi / (\lambda \cos(\theta_j)),$$

ΔK – обобщенная фазовая расстройка, связанная с отклонением длины волны и угла считывающей волны от условий Брэгга, которая определяется из рассмотрения условий фазового синхронизма до и после рассогласования.

Дифракционную эффективность в j -том дифракционном порядке определим на основе (14) в виде:

$$\eta_{di}(\tau, \Delta) = \left| E_i(\tau, 0) / E_0(\tau, 0) \right|^2. \quad (15)$$

Численное моделирование

Для исследования влияния поглощения на вид профиля решетки, на рис. 3 приведены нормированные пространственно-временные профили $n(\tau, y)/\delta n_p$ решеток в ФПМ. Расчет проведен для $k = 0.5$, $b = 0.25$ (а), $b = 5$ (б), $m_0 = 1$, $C_n = 0.01$, $\alpha_{cl} = 3$ Неп.

Из рис. 3 видно, что неоднородный профиль решетки существенно модифицируется во времени, переходя от вогнутого вдоль y (рис. 3, а) на начальной стадии формирования к колоколообразному (рис. 3, б) на стационарном режиме, что согласуется с результатами моделирования и выводами из [5]. Профиль обеих гармоник для всей области b имеет колоколообразный вид. В связи с чем соотношение гармоник вдоль профиля решетки слабо изменяется.

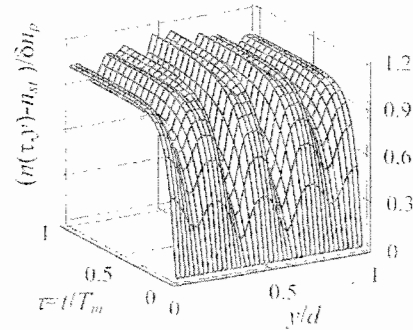


Рис. 3, а. $b = 0.25$

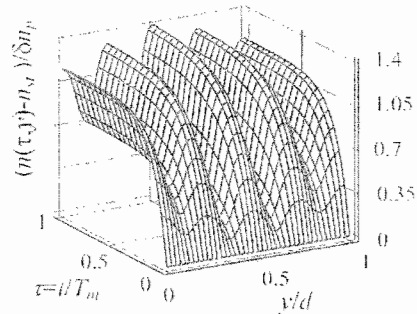
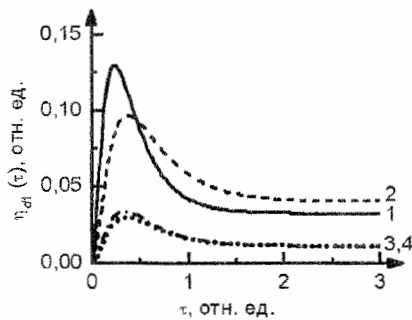


Рис. 3, б. $b = 5$

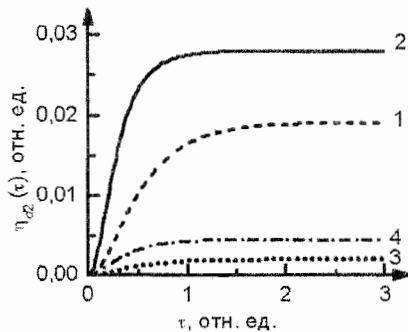
Трансформация во времени пространственной модуляции связана с изменением соотношению амплитуд пространственных гармоник профиля, что особенно выражено для $b = 0.25$ (рис. 3, а). Отметим, что синусоидальный вид профиля на начальной стадии формирования на рис. 3, а связан с отставанием формирования второй гармоники от первой. С течением времени амплитуда второй гармоники возрастает, что приводит к отличию вида профиля от синусоидального рис. 3, а. Из рис. 3, б видно, что для области

$b > 1$, как и для ПГДР, вклад высших гармоник является пренебрежимо малым, а огибающая профиля решетки повторяет профиль суммы первой и нулевой гармоник, рассчитанный в [6].

В дальнейшем моделировании используем выражение (15) для расчета эффективности дифракции в первом и во втором дифракционных порядках для считывания вертикально-поляризованной волной (s -поляризации). Результаты представлены на рис. 4 для следующих параметров: $b = 0.25$, $C_n = 0.01$, $\delta n_p = 0.004$, $d = 85$ мкм, $\theta_1 = \theta_0 = 6.67^\circ$ (10^0 в воздухе). На рис. 4 приняты обозначения: 1 – $\alpha_d = 0$ Неп, $k = 0.5$, $m_0 = 1$; 2 – $\alpha_d = 2$ Неп, $k = 0.5$, $m_0 = 1$; 3 – $\alpha_d = 2$ Неп, $k = 0.5$, $m_0 = 0.3$; 4 – $\alpha_d = 2$ Неп, $k = 0.3$, $m_0 = 1$.



а



б

Рис. 4. Дифракционная эффективность в первом (а) и во втором (б) порядках дифракции от времени записи.

Как видно из кривых 1 на рис. 4, а, б, в отсутствие поглощения дифракционные эффективности в первом (η_{d1}) и во втором (η_{d2}) порядках дифракции становятся соизмеримыми по величине на стационарном уровне ($\eta_{d1} / \eta_{d2} \approx 1,2$). В отличие от ПГДР, поглощение (кривые 2 на рис. 4, а, б) приводит к практически одинаковому увеличению (в 1,4 раза) эффективности первой и второй гармоник на стационарном уровне. Проведенный дополнительный анализ показал, что для $b = 5$ в отсутствие поглощения

отношение $\eta_{d1} / \eta_{d2} > 10$. Учет поглощения (2 Неп) приводит к уменьшению η_{d1} примерно в 1.1 раза и уменьшению η_{d2} в 2 раза, а также к возрастанию времен выхода на стационарные значения обоих гармоник

Из сравнения кривых 3, 4 с кривыми 2 на рис. 4 видно, что уменьшение k (кривые 3) и m_0 (кривые 4) приводят к снижению эффективности дифракции, как на первой (рис. 4, а), так и на второй (рис. 4, б) гармониках решетки, причем для второй гармоники спад является более существенным, особенно при уменьшении m_0 .

Таким образом, уменьшение m_0 и увеличение $b = T_p / T_m$ позволяет уменьшить дифракционную эффективность на высших пространственных гармониках решеток в ФПМ с помощью внешних условий записи: интенсивностей записывающих пучков (см. T_p) и их соотношения (m_0) и угла схождения (см. T_m), однако уменьшение m_0 существенно снижает и ДЭ первой гармоники.

На рис. 5 представлены результаты расчета модуля (а) и аргумента (б) пространственного профиля решетки с волновым вектором K_{20} при $C_n = 0.01$, $\delta n_p = 0.01$, $\theta_0 = 10^\circ$, $\theta_1 = 15^\circ$, $d = 85$ мкм, $\Delta K_{02} = 71.4$.

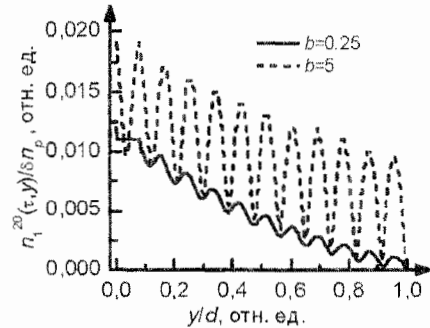


Рис. 5, а.

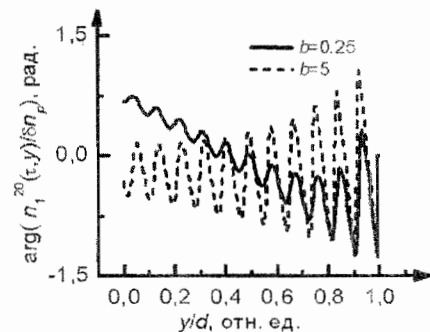


Рис. 5, б.

Из рис. 5 а, б видно, что решетка $n_1^{20}(\tau, y)$ имеет неравномерный квазипериодический амплитудно-фазовый пространственный профиль.

Амплитуда ДДР может быть сравнима с амплитудой порождающей гармоники при малых величинах угла записи (θ_0, θ_1) и толщины материала (d), а также при больших b . С увеличением d и θ_0, θ_1 период осцилляции профиля ДДР вдоль y уменьшается, как и амплитуда ДДР. Необходимо отметить, что неоднородность фазового фронта приводит к пространственной неоднородности направления вектора решетки.

Необходимо отметить основные особенности пространственных профилей ДДР. Во-первых, профили ДДР имеют двумерное квазипериодическое амплитудное распределение, и, во-вторых, неоднородность фазовой составляющей профиля ДДР приводит к повороту вектора решетки и искажению фазового фронта.

Расчеты также показали, что для решетки с вектором K_{12} амплитудно-фазовый профиль $n_1^{12}(\tau, y)$ совпадает с приведенными на рис. 5 а, б.

Наличие фазовой составляющей профиля ДДР приводит к образованию дополнительного максимума угловой селективности в угловом положении соответствующем порождающей гармонике ОГДР.

Заключение

Проведено теоретическое исследование записи и считывания отражающих голографических дифракционных решеток (ОГДР) в поглощающих фотополимерных материалах (ФПМ) с красителем сенсбилизатором с учетом выс-

ших пространственных гармоник и самодифракции. Получена аналитическая модель для описания пространственно-временного поля голографической решетки в процессе записи с учетом постоянного оптического поглощения и диффузионных процессов.

Проведено численное моделирование динамики пространственного распределения амплитуд гармоник записываемой ОГДР, ее дифракционных характеристик, пространственных амплитудно-фазовых распределений дополнительных дифракционных решеток, формируемых в результате двухпучкового взаимодействия слабых световых волн, дифрагированных на высших пространственных гармониках, с сильными записывающими волнами. На основе проведенного численного анализа показаны особенности формирования высших гармоник дифракционных решеток в поглощающем ФПМ и дополнительных дифракционных решеток для отражающей геометрии.

Представленная модель позволяет определить уровни перекрестных помех и динамический диапазон при расчете оптических устройств ввода-вывода для систем оптической связи.

Работа выполнена в рамках гранта № 711 «Исследование наноразмерных динамически управляемых дифракционных периодических структур в фотополимеризующихся жидкокристаллических композиционных материалах» программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Федерального агентства по образованию РФ на 2005 г.

Литература

1. Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н. Информационная оптика / Под ред. Н.Н. Евтихьева. М., 2000.
2. J.V. Kelly, F.T. O'Neill, J.T. Sheridan, C. Neipp, S. Gallego, M. Arturo // Proc. SPIE, V. 5216. 2003.
3. S. Gallego, M. Ortuño, C. Neipp, A. Márquez and A. Beléndez I. Pascual J. V. Kelly and J. T. Sheridan 3 Dimensional analysis of holographic photopolymers based memories // Optics Express. 2005. Vol. 13. № 9.
4. Коваленко Е.С., Шарангович С.Н. Динамическая дифракция света на голографических решетках в фотополимерных материалах // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. №10.
5. Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. Отражающие голографические дифракционные решетки в поглощающих фотополимерных средах // Изв. вузов. Физика. 2005. № 3.
6. Довольнов Е.А., Шарангович С.Н. Нелинейная модель записи и считывания голографических дифракционных решеток пропускающего типа в поглощающих фотополимерах. 1. Теоретический анализ // Изв. вузов. Физика. 2005. Т. 48. № 5.