

Исследование процесса голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структур в условиях линейного и нелинейного режима записи

В. О. Долгирев,* С. Н. Шарангович†

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
радиотехнический факультет, кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
Россия, 634050, Томск, проспект Ленина, д. 40*

(Поступила в редакцию 04.10.2022; подписана в печать 14.10.2022)

В данной работе представлено исследование процесса голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структур в капсулированных полимером жидких кристаллах в условиях линейного и нелинейного режима записи. В ходе исследования было установлено, что при разных режимах записи профили решеток могут иметь двумерную неоднородность и отличаться от слоя к слою, что обусловлено как влиянием поглощения материала, так и изменением периода голографической дифракционной структуры.

PACS: 42.40.Lx, 42.40.Eq, 42.40.Ht.

УДК: 535.421.

Ключевые слова: многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры, чирпированные структуры, капсулированные полимером жидкие кристаллы.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наряду с одиночными голографическими дифракционными структурами (ГДС) все больше внимания ученых привлекают многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры (МНГДС) [1–14]. Селективный отклик таких структур в зависимости от количества дифракционных и буферных слоев, а также отношения их толщин, имеет набор локальных максимумов, при этом огибающая контура селективности аналогична одиночной дифракционной решетке [1–3, 9–14]. Данные структуры могут найти применение в качестве элементов для спектральных оптических фильтров, межсоединений, сенсоров и в области фемтосекундной оптики [4–7]. Однако дифракционная эффективность в диапазоне угловой селективности таких структур имеет различный уровень, что приводит к неравенству уровня пропускающих спектральных каналов.

Некоторые проблемы в области фотоники могут быть решены с помощью чирпированных ГДС. В качестве примера, в работе [15] была показана возможность повышения эффективности ввода оптического излучения в полимерное волокно за счет более широкой угловой апертуры чирпированной ГДС. Формирование чирпированных ГДС в многослойных голографических средах может позволить улучшить дифракционные характеристики МНГДС путем уширения угловой селективности (ДЭ) для боковых максимумов. Кроме того, использование в качестве среды для голографической записи капсулированных полимером жидких кристаллов (КПЖК) в дальнейшем также позволит как управлять

такими структурами [14], так и иметь возможность компенсировать асимметрию дифракционных характеристик, как было продемонстрировано в работе [16].

Однако, на сегодняшний день, исследований процесса формирования многослойных чирпированных ГДС в фоточувствительных средах с жидкокристаллической компонентой и дифракции света на них не были проведены, что обуславливает актуальность работы в данном направлении.

Следовательно, целью работы является исследование процесса голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структур в условиях линейного и нелинейного режима записи.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ЧИРПИРОВАННЫХ МНГДС В КПЖК

В теоретической модели будет рассматриваться пропускающая геометрия записи чирпированных МНГДС, где две записываемые монохроматические световые волны E_0 с равномерным амплитудно-фазовым распределением и фазово-неоднородным E_1 с гауссовым амплитудным распределением падают под углами θ_0 и θ_1 на многослойную КПЖК структуру (рис. 1). Каждый слой с КПЖК является анизотропной средой, что обуславливает расщепление пучка света на две волны: обыкновенную и необыкновенную. Следовательно, выражение для интенсивности интерференционной картины светового поля в слоях с КПЖК с учетом фотоиндуцированного поглощения (ФИП) материала на n -ом слое МНГДС можно записать как [13, 15, 16]:

$$I^{n,m}(t, \mathbf{r}) = \sum_{m=o,e} I_{sum}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot [1 + m^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot \cos(\phi(\mathbf{r}))], \quad (1)$$

* vital2@mail.ru

† shr@tusur.ru

где: $\phi(\mathbf{r}) = \phi_0 + \nabla\phi \cdot \mathbf{r} + 0.5\phi \cdot \mathbf{r}^2$, $|\nabla\phi| = \phi' = K_1$ — средняя величина модуля вектора \mathbf{K}_1 ;
 $0.5\phi = \phi''$ — сдвиг модуля вектора решетки \mathbf{K}_1 от средней величины;
 $m^{n,m}(t, \mathbf{r}) = 2\sqrt{I_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot I_1^{n,m}(t, \mathbf{r})} \cdot (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{e}_1) / (I_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) + I_1^{n,m}(t, \mathbf{r}))$ — локальный контраст интерференционной картины;
 $I_{sum}^{n,m}(t, \mathbf{r}) = [I_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) + I_1^{n,m}(t, \mathbf{r})]$;
 $I_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) = I^{0,n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot e^{-\alpha^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot y / \cos(\theta_0^m)}$;
 $I_1^{n,m}(t, \mathbf{r}) = I^{1,n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot e^{-\alpha^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot y / \cos(\theta_1^m)}$;
 $I^{j,n,m}(\mathbf{r}) = |E_j^{n,m}(\mathbf{r})|^2$; $j = 0, 1$; $m = o, e$;
 $\mathbf{K}_1^{n,m} = \mathbf{k}_0^{n,m} - \mathbf{k}_1^{n,m}$ — вектор решетки; \mathbf{r} — радиус вектор; $\mathbf{k}_j^{n,m}$ — волновые векторы пучков;
 $n = 1, 2 \dots N$ — номер слоя;
 $\alpha^{n,m}(t, \mathbf{r}) = \alpha_2^n + \alpha_1^n \exp[-(I_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \cos(\theta_0) + I_1^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \cos(\theta_1)) \cdot y \cdot t / T_a]$ — коэффициент ФИП;
 $\alpha_1^n = \alpha_0 K_0^n$ и α_2 — составляющие поглощения для красителя и подложки; α_0 — значение составляющей поглощения молекулы красителя;
 φ — значение квантового выхода для красителя;
 $T_a = 1 / (\varphi \alpha_0 \max[I_0^{n,m}(t, \mathbf{r})])$.

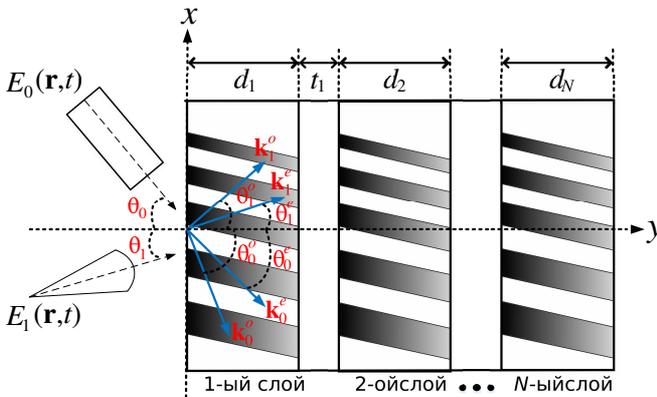


Рис. 1. Схема записи чирпированных МНГДС в КПЖК

При падении двух световых пучков на МНГДС с КПЖК, образуются две интерференционные картины: на обыкновенных и необыкновенных волнах. Дифракционная решетка формируется в каждый момент времени и ее профиль может трансформироваться вследствие ФИП и изменения периода структуры по поперечной координате « x » [10].

Формирование каждого КПЖК слоя в МНГДС описывается кинетическими уравнениями концентрации мономера и показателя преломления. Вместе с тем, функция скорости изменения концентрации мономера $M^{n,m}(t, \mathbf{r})$ пространственно-неоднородна, что обуславливает градиент концентрации мономера, и следовательно, диффузию самого мономера в более освещенные области. Объединив обе причины изменения концентрации мономера, можно выразить уравнение для скорости изменения $M^{n,m}(t, \mathbf{r})$ следующим образом:

$$\partial M^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t = \text{div} (D_M^{n,m}(t, \mathbf{r}) \text{grad} (M^{n,m}(t, \mathbf{r}))) - h \cdot [I^{n,m}(t, \mathbf{r})]^k \cdot M^{n,m}(t, \mathbf{r}), \quad (2)$$

где $D_M^{n,m}(t, \mathbf{r})$ — коэффициент диффузии мономера, h — параметр, характеризующий взаимодействие излучения с мономером.

При описании диффузионных процессов также отметим изменение коэффициента диффузии $D_M^{n,m}(t, \mathbf{r})$ по времени:

$$D_M^{n,m}(t, \mathbf{r}) = D_{00}^n \exp[-s(1 - M^{n,m}(t, \mathbf{r}) / M_{00}^n)], \quad (3)$$

где M_{00}^n и D_{00}^n определяют начальную концентрацию и значение коэффициента диффузии самого мономера, а параметр s задает скорость изменения диффузии.

Во время голографической записи происходит процесс фотополимеризации, следовательно, изменяется и концентрация мономера, что приводит к изменению плотности полимерных молекул. Уравнение, описывающее изменение концентрации полимера можно тогда записать как:

$$\partial P^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t = F^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot M^{n,m}(t, \mathbf{r}), \quad (4)$$

где $F^{n,m}(t, \mathbf{r}) = k_R^n \cdot I^{n,m}(t, \mathbf{r})$ является функцией скорости полимеризации, которая зависит от полимеризационного коэффициент пропорциональности k_R^n и интенсивности записывающего поля $I^{n,m}(t, \mathbf{r})$.

Вместе с тем, молекулы ЖК участвуют только в диффузионном процессе формирования ГДС. Следовательно, уравнение для скорости изменения концентрации ЖК можно описать как [17]:

$$\partial L^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t = \text{div} (D_{LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \text{grad} (L^{n,m}(t, \mathbf{r}))), \quad (5)$$

где функция $D_{LC}^{n,m}(t, \mathbf{r})$ определяет коэффициент диффузии молекул ЖК.

Учитывая, что число молекул мономера и ЖК постоянно в формируемом дифракционном слое, а также что среда является двухкомпонентной, то плотности векторов для мономера $\mathbf{J}_M^{n,m}$ и ЖК $\mathbf{J}_{LC}^{n,m}$, следуя первому закону Фике, равны по модулю, но отличимы по знаку [17]:

$$\mathbf{J}_M^{n,m} = -\mathbf{J}_{LC}^{n,m},$$

тогда уравнение, описывающее скорость изменения концентрации ЖК, можно представить в виде:

$$\partial L^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t = -\text{div} (D_{LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \text{grad} (M^{n,m}(t, \mathbf{r}))). \quad (6)$$

Изменение концентрации всех трех компонент приводит к локальным изменениям плотности КПЖК слоев, что обуславливает и изменение показателя преломления $n^{n,m}(t, \mathbf{r})$, которое можно описать с помощью формулы Лоренц–Лоренца [17]:

$$\frac{\partial n^{n,m}(t, \mathbf{r})}{\partial t} = \frac{4\pi}{3} \frac{(n_{st}^2 + 2)^2}{6n_{st}^2} \times \left(\alpha_M^n \frac{\partial M^{n,m}(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \alpha_p^n \frac{\partial P^{n,m}(t, \mathbf{r})}{\partial t} + \alpha_{LC}^n \frac{\partial L^{n,m}(t, \mathbf{r})}{\partial t} \right), \quad (7)$$

где α_M^n , α_p^n и α_{LC}^n характеризуют поляризуемость молекул мономера, полимера и ЖК, а n_{st} определяет начальное значение показателя преломления до начала процесса записи.

Из выше описанных выражений (2) и (7) можно сделать вывод, что изменение показателя преломления вследствие процесса фотополимеризации с учетом того, что число частиц постоянно:

$$M^{n,m} + l \cdot P^{n,m} = \text{const},$$

где l определяет среднюю длину полимерной цепи. Изменение показателя преломления для полимерной составляющей во временной области можно представить как:

$$\partial n^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t|_p = \delta n_p^n (\partial M^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t), \quad (8)$$

где параметр $\delta n_p^n = \frac{4\pi}{3} \frac{(n_{st}^2 + 2)^2}{6n_{st}^2} \left(\alpha_M^n + \frac{\alpha_p^n}{l} \right) \frac{M_M^n}{W_M^n}$ характеризует изменение показателя преломления, обусловленного полимеризацией мономера, а элементы M_M^n и W_M^n определяют плотность и молекулярный вес для молекул мономера.

Базируясь на основе выражений (2), (6), (7), можно записать выражение для изменения показателя преломления, которое происходит в результате вытеснения мономером молекул ЖК в темную область:

$$\begin{aligned} \partial n^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t|_d = \\ = -\delta n_d^n \text{div} (D_{LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \text{grad} (M^{n,m}(t, \mathbf{r}))), \quad (9) \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} M^{n,m}(t, \mathbf{r}) &= M_0^{n,m}(t, \mathbf{r}) + \sum_{j=1}^N M_j^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot \cos(j\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{r}) \\ \Delta n_p^{n,m}(t, \mathbf{r}) &= \Delta n_{0,p}^{n,m}(t, \mathbf{r}) + \sum_{j=1}^N \Delta n_{j,p}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot \cos(j\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{r}) \\ \Delta n_{LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) &= \Delta n_{0,LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) + \sum_{j=1}^N \Delta n_{j,LC}^{n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot \cos(j\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \right. , \quad (10)$$

где $M_j^{n,m}$, $\Delta n_{j,p}^{n,m}$, $\Delta n_{j,LC}^{n,m}$ — коэффициенты Фурье функции для гармоник концентрации мономера, полимера и ЖК составляющей [17].

Таким образом, решения (10) определяют пространственно-неоднородное распределение показателя преломления среды. Для нахождения решений для кинетических уравнений (2), (8), (9) в виде суммы (10) относительно нулевой и первой гармоник концентрации мономера и показателя преломления

где параметр

$$\delta n_d^n = \frac{4\pi}{3} \frac{(n_{st}^2 + 2)^2}{6n_{st}^2} \left(\alpha_M^n \frac{M_M^n}{W_M^n} + \alpha_{LC}^n \frac{L_{LC}^n}{W_{LC}^n} \right)$$

характеризует изменение показателя преломления в результате взаимодействия молекулярных составляющих мономера и ЖК, а W_{LC}^n и L_{LC}^n определяют молекулярный вес и плотность самих молекул ЖК.

Учитывая оба механизма записи (фотополимеризационный и диффузионный), можно записать выражение для изменения показателя преломления с учетом двух процессов:

$$\partial n^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t = \partial n^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t|_p + \partial n^{n,m}(t, \mathbf{r}) / \partial t|_d.$$

Таким образом, уравнение (7), которое имело зависимость от трех компонент, теперь выражается системой уравнений (2), (8), (9). При этом, каждое уравнение имеет зависимость только от концентрации мономера.

Вместе с тем, уравнения (2), (8), (9) являются нелинейными, поэтому решения для них будут искать в виде ряда Фурье по пространственным гармоникам решеток концентрации мономера и показателя преломления, которые формируются на обыкновенных и необыкновенных волнах [17]:

будем использовать начальные условия:

$$\left\{ \begin{aligned} M_0^n(t=0, \mathbf{r}) &= M_{00}^n, \quad \Delta n_{0,p}^n(t=0, \mathbf{r}) = 0; \\ \Delta n_{0,LC}^n(t=0, \mathbf{r}) &= n_{LC}^n, \\ M_1^n(t=0, \mathbf{r}) &= 0, \quad \Delta n_{1,p}^n(t=0, \mathbf{r}) = 0; \\ \Delta n_{1,LC}^n(t=0, \mathbf{r}) &= 0. \end{aligned} \right.$$

При учете свойств ортогональности гармоник, под-

ставив (10) в выражения (2), (8), (9), можно записать уравнения для первой гармоники концентрации моно-

мера и показателя преломления, обусловленных двумя механизмами записи:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial M_1^{n,m}}{\partial t} &= -\exp(-s[1 - M_0^n/M_{00}^n]) M_1^n - \frac{2^k}{b^{n,m}} k m^{n,m} M_0^n - M_1^n \frac{2^k}{b^{n,m}} [1 + \frac{3}{8} k(k-1) m^{n,m}], \\ \frac{\partial \Delta n_{1LC}^{n,m}}{\partial t} &= -\delta n_d^n \frac{D_L^n}{D_M^n} \exp\left(-s\left(1 - \frac{M_0^n}{M_{00}^n}\right)\right) M_1^n, \\ \frac{\partial \Delta n_{1p}^{n,m}}{\partial t} &= \delta n_p^n \frac{2^k}{b^{n,m}} \left[k \frac{M_0^n}{M_{00}^n} + \left(1 + \frac{3}{8} k(k-1) m^{n,m}\right) \frac{M_1^n}{M_{00}^n} \right], \end{aligned} \right. \quad (11)$$

где параметр $b^{n,m}$ определяет соотношение времени полимеризации к времени диффузии и характеризует условия записи в каждый момент времени и в каждой точке КПЖК слоя.

Произведя интегрирование для $\Delta n_{1LC}^{n,m}$ и $\Delta n_{1p}^{n,m}$ из выражения (11), можно получить итоговое выражение, которое определяет пространственно-временное распределение амплитуды первой гармоники показателя преломления, складывающееся из амплитудных профилей полимера и ЖК [13, 15–17]:

$$n_1^{n,m}(t, y, x) = n_{1p}^{n,m}(t, y, x) + n_{1LC}^{n,m}(t, y, x), \quad (12)$$

где

$$n_{1p}^{n,m}(t, y, x) = \delta n_p \frac{2^k}{b^{n,m}(t, y, x)} \int_0^t I_{0n}^{n,m}(\tau, y, x) \times [p^{n,m}(t, y, x) k m^{n,m}(t, y, x) - f^{n,m}(t, y, x) \times (1 + 1.5 \cdot L^{n,m}(\tau, y, x))] d\tau$$

и

$$n_{1LC}^{n,m}(t, y, x) = \delta n_{LC} \frac{D_{LC}}{D_m} \int_0^t f^{n,m}(\tau, y, x) \cdot b_m^{n,m}(\tau, y, x) d\tau$$

— амплитудные профили полимерной и ЖК решеток;

δn_{LC} и δn_p — коэффициенты изменения показателя преломления ЖК и полимера;

D_{LC} и D_m — коэффициенты диффузии ЖК и мономера;

$$b_m^{n,m}(t, y, x) = \frac{T_p^{n,m}(t, y, x)}{T_m^{n,m}(t, y, x)} \left(1 + \frac{\phi'' \cdot x}{\phi'}\right)^2;$$

$$T_m^{n,m}(t, y, x) = \left[D_m \cdot \left| \phi' \right|^2 \right]^{-1} - \text{время диффузии};$$

$T_p^{n,m}(t, y, x) = \left(K_g K_b^{-k} (\alpha_0 \beta \langle K^n \rangle I^{n,m}(t, y, x) \tau_0)^k \right)^{-1}$ — время полимеризации;

$\langle K^n \rangle$ — концентрация красителя;

K_g и K_b определяют значения коэффициентов роста и обрыва полимерной цепи;

параметр β характеризует реакцию фотоинициации;

параметр τ_0 задает время жизни в возбужденном со-

стоянии;

$$p^{n,m}(t, y, x) = \exp\left[\frac{-2^k}{b^{n,m}(t, y, x)} (1 + L^{n,m}(t, y, x)t)\right];$$

$$L^{n,m}(t, y, x) = k(k-1) \frac{[m^{n,m}(t, y, x)]^2}{4};$$

k — параметр степени нелинейности процесса;

$$b_m^{n,m}(t, y, x) = \left(1 + \phi'' \cdot x/\phi'\right)^2 e^{[-s(1-p^{n,m}(t, y, x))]};$$

s — параметр скорости изменения диффузии;

$I_{0n}^{n,m}(t, y, x) = I_{sum}^{n,m}(t, y, x) / \max[I_{sum}^{n,m}(t, y, x)]$ — нормированная интенсивность пучков в n -ом слое;

$$f^{n,m}(t, y, x) = \frac{2^k}{b^{n,m}(t, y, x)} k \times \int_0^t p^{n,m}(\tau, y, x) m^{n,m}(\tau, y, x) \times I_{0n}^{n,m}(\tau, y, x) \times \exp\left[-1 \cdot \int_\tau^t b_m^{n,m}(T, y, x) + \frac{2^k}{b^{n,m}(T, y, x)} \times I_{0n}^{n,m}(T, y, x) \cdot (1 + 1.5 L^{n,m}(T, y, x)) dT\right] d\tau.$$

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

По выражению (12) при записи пучками с поляризацией, совпадающими с обыкновенными собственными волнами в образце, были численно рассчитаны профили первой гармоники показателя преломления для двухслойной ГДС. Использовались следующие параметры: $\lambda = 633$ нм, $d_n = 10$ мкм — толщина одного слоя КПЖК, $w_0 = 0.5$ мм — ширина пучка, $\theta_1 = -\theta_0 = 10$ градусов, $k = 0.5$, $s = 1$, $T_a = 1.2$ с⁻¹, $\alpha_2 = 10^{-4}$ Нп/мкм, $\alpha_1 = 0.096$ Нп/мкм, $\delta n_p = 0.006$, $C_n = \delta n_{LC} / \delta n_p = 0.3$, $D_m = D_{LC} = 10^{-15}$ м²/с, $\phi'' = 1.2 \cdot 10^9$.

На рис. 2 приведены кинетики формирования амплитуды первой гармоники показателя преломления при нелинейном ($b = 0.1$) и линейном режиме ($b = 5$) записи на конце слоев ($y = d_n$) для двухслойной ГДС.

Как видно из рис. 2, при формировании профилей решеток при нелинейном режиме записи, уровень амплитуды начинает спадать во время записи (рис. 2, а), однако для 2-го слоя это не так характерно (рис. 2, б), что объясняется влиянием оптического поглощения материала 1-го слоя на формирование 2-го. При форми-

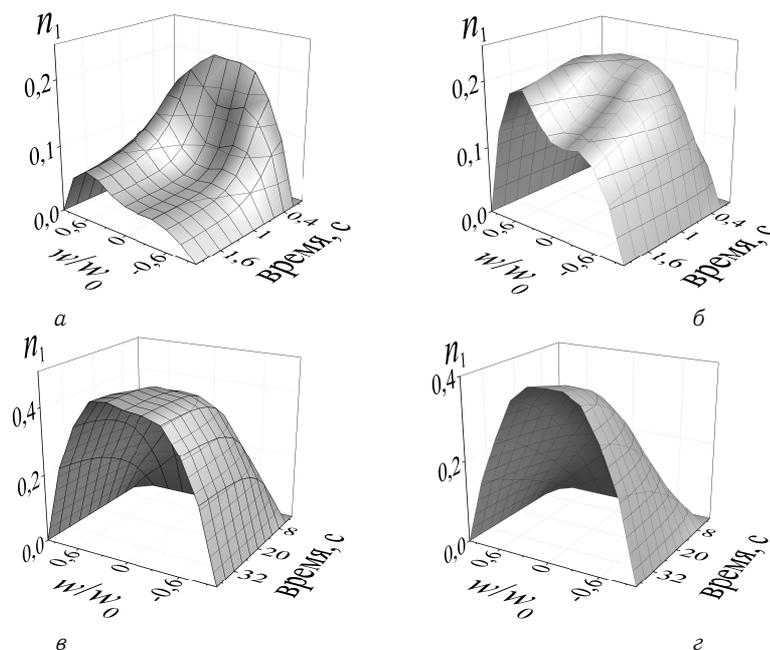


Рис. 2. Кинетики формирования амплитуды первой гармоники показателя преломления при (а,б) нелинейном и (в, з) линейном режиме записи для (а,в) 1-го и (б, з) 2-го слоя двухслойной ГДС

ровании в линейном режиме записи амплитуда первой гармоники претерпевает только рост (рис. 2, в, з), что обусловлено увеличением вклада диффузионных процессов в формирование профилей. Между тем, период структуры по поперечной координате «X» изменяется вследствие неоднородности фазового фронта записывающего излучения, что обуславливает изменение условий записи и, как следствие, неравномерность профиля, однако, это более заметно при нелинейном режиме записи.

На рис. 3 приведены пространственные профили решеток, сформированные при нелинейном (рис. 3, а, б) и линейном (рис. 3, в, з) режимах записи для двухслойной ГДС.

Как видно из рис. 3, в обоих режимах записи профили могут быть двумерно неоднородными и отличаться от слоя к слою. Неоднородность по толщине слоев при этом обусловлена влиянием поглощения материала, а асимметрия по поперечной координате обусловлена изменением времени диффузии вследствие изменения периода ГДС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые представлена теоретическая модель, описывающая процесс голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных дифракционных структур в капсулированных полимерных жидких кристаллах.

В результате исследования процесса голографического формирования по представленной теоретической модели было установлено, что при нелинейном и линейном режимах записи профили решеток имеют двумерную неоднородность и могут отличаться от слоя к слою, что обусловлено как влиянием поглощения материала, так и изменением периода голографической дифракционной структуры вследствие записи световыми пучками, имеющими амплитудно-фазовую неоднородность. При нелинейном режиме записи степень отличия профиля решеток по поперечной координате заметно выше, что свидетельствует о большем влиянии изменения периода голографической дифракционной структуры на процесс ее формирования.

Работа выполнена по программе стратегического академического лидерства «Приоритет–2030».

- [1] Malallah R., Li H., Qi H., Cassidy D., Muniraj I., Al-Attar N., Sheridan J. // *J. Opt. Soc. A.* 2019. **36**, N 3. P. 320.
- [2] Malallah R., Li H., Qi H., Cassidy D., Muniraj I., Al-Attar N. and Sheridan J. // *J. Opt. Soc. A.* 2019. **36**, N 3. P. 334.

- [3] Pen E.F., Rodionov Yu.M., Chubakov P.A. // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing.* 2017. **53**. P. 59.
- [4] Yan X., Wang X., Chen Y., Wang Y., Dai Y., Yang X., Ma G. // *Appl. Phys.* 2019. **125**, N 67.
- [5] Yan X., Gao L., Yang X., Dai Y., Chen Y., Ma G. // *Opt.*

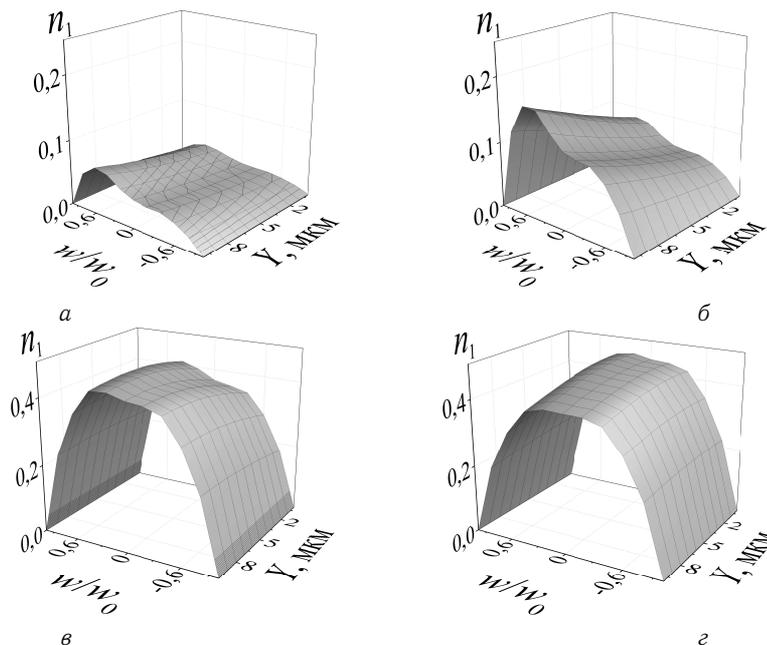


Рис. 3. Пространственные профили решеток для (а, в) 1-го и (б, г) 2-го слоя двухслойной ГДС, сформированные при (а, б) нелинейном и (в, г) линейном режимах записи

Express. 2014. **22**, N 21. P. 26140.

[6] Kazanskiy N.L., Khonina S.N., Karpeev S.V., Porfirev A.P. // *Quantum Electron.* 2020. **50**, N 7. P. 629.

[7] Kudryashov S.I. // *Applied Surface Science.* 2019. **484**. P. 948.

[8] Pavlov D. // *Opt. Lett.* 2019. **44**, N 2. P. 283.

[9] Pen E.F., Rodionov M.Y. // *Quantum Electron.* 2010. **40**. P. 919.

[10] Dudnik D.I., Semkin A.O., Sharangovich S.N. // *Bull. Russ. Acad. Sci: Phys.* 2021. **85**. P. 8.

[11] Dudnik D.I., Semkin A.O., Sharangovich S.N. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. **1745**, P. 012018.

[12] Sharangovich S.N., Dolgirev S.N. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. P. 012023.

[13] Sharangovich S.N., Dolgirev V.O. // *IEEE Proc.* 2021. P. 21430788.

[14] Sharangovich S.N., Dolgirev V.O. // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2022. **86**, N 1. P. 18.

[15] Dovolnov E.A., Sharangovich S.N., Sheridan J.T. // *OSA Trends in Optics and Photonics Series.* 2005. **99**. P. 337.

[16] Семкин А.О., Шарангович С.Н. Материалы докладов XI Международной научно-практической конференции «ЭСиСУ». 2015. **1**. С. 171.

[17] Довольнов Е.А., Устюжанин С.В., Ноздреватых Б.Ф., Шарангович С.Н. Современные проблемы радиоэлектроники. 2005. С. 632.

Research into the holographic formation of chirped multilayer inhomogeneous PDLC diffraction structures under linear and nonlinear recording mode conditions

V. O. Dolgirev^a, S. N. Sharangovich^b

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics. Tomsk, 634050, Russia
E-mail: ^avital2@mail.ru, ^bshr@tusur.ru

This paper presents research of the process of holographic formation of chirped multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures in polymer encapsulated liquid crystals under linear and nonlinear recording conditions. In the course of the research, it was found that under different recording modes, lattice profiles can have two-dimensional inhomogeneity and differ from layer to layer, which is due to both the influence of material absorption and the change in the period of the holographic diffraction structure.

PACS: 42.40.Lx, 42.40.Eq, 42.40.Ht.

Keywords: multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures, chirped structures, polymer encapsulated liquid crystals.
Received 04 October 2022.

Сведения об авторах

1. Долгирев Виктор Олегович — аспирант; e-mail: vital2@mail.ru.
2. Шарангович Сергей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, профессор; e-mail: shr@tusur.ru.