

Исследование процесса голографического формирования мультиплексированных чирпированных многослойных дифракционных структур, сформированных в фотополимерном материале с жидкими кристаллами

© С.Н. Шарангович, В.О. Долгирев, Д.С. Растрыгин

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

e-mail: shr@tusur.ru

Поступила в редакцию 28.12.2024 г.

В окончательной редакции 27.02.2025 г.

Принята к публикации 01.03.2025 г.

Представлена обобщённая аналитическая модель, учитывающая временное изменение начальных условий голографического формирования вследствие фотоиндуцированного изменения оптического поглощения мультиплексированных чирпированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структур, сформированных в фотополимерном материале с высокой долей нематических жидких кристаллов. С помощью численного моделирования было показано, что в процессе формирования каждой отдельной дифракционной решетки в каждом отдельном слое профиль показателя преломления может иметь двумерную неоднородность, которая обусловлена как фотоиндуцированным поглощением материала, так и фазовой неоднородностью записывающего излучения. Таким образом, разработанная аналитическая модель позволяет заранее определить вид профиля решеток для чирпированных многослойных голографических дифракционных структур, который необходим для более точного определения дифракционных характеристик таких структур.

Ключевые слова: фотополимерные материалы, жидкие кристаллы, многослойные дифракционные структуры.

DOI: 10.61011/OS.2025.04.60532.7513-24

Введение

За последние пятнадцать лет применение развивающихся технологий по внедрению жидкокристаллических (ЖК) материалов привело к значительным инновационным и научным достижениям в области фотоники [1]. Особенно значимыми стали микро- и нанотехнологии, которые привели к значительному прогрессу в производстве перестраиваемых фотонных устройств на основе ЖК материалов. Эти устройства включают оптические переключатели, перестраиваемые аттенюаторы, фотонно-кристаллические волокна, оптические фильтры, дифракционные решетки, вихревые фазовые пластинки, лазеры и другие [2–8].

Многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры (МНГДС) привлекают все больше внимания ученых в настоящее время. Их особенность связана с интерференционными эффектами между дифракционными слоями, которые разделены буферными слоями. Селективный отклик дифрагировавшего излучения таких структур представляет из себя набор локальных максимумов, который зависит от количества и соотношения толщин буферного и дифракционного слоя [9]. Данные дифракционные элементы могут быть широко применены в области фотоники, например, для

создания оптических спектральных фильтров или генерации фемтосекундных лазерных импульсов.

Несмотря на множество проведенных исследований для таких многослойных структур, актуальным остается задача в дальнейшем их совершенствовании, например, в уширении угловых и спектральных характеристик, что позволило бы увеличить общую полосу пропускания.

Одно из возможных решений для осуществления поставленной задачи может быть достигнуто через применение комплексного подхода, по формированию мультиплексированных МНГДС с изменяющимся периодом. Во-первых, при последовательной записи (мультиплексировании) нескольких решеток возможно кратно уширить как угловые, так и спектральные характеристики за счет объединения угловых селективностей записанных фотонных структур. Причем уширение может быть практически кратно числу записанных решеток. Во-вторых, при записи голографических дифракционных структур оптическим излучением с неоднородным фазовым фронтом возможно формировать чирпированные структуры, для которых характерно изменение периода вдоль вектора решетки. За счет изменяющегося периода у таких структур также происходит уширение угловых и соответственно спектральных характеристик [10,11]. Совместив мультиплексирование и чирпирование, воз-

можно многократно уширить угловые и спектральные характеристики обычных МНГДС [10–17].

Кроме этого, важной задачей также является поиск способа управления дифракционными характеристиками таких структур. Одно из решений является использование фоточувствительной среды с внедренными жидкими кристаллами для голографической записи. Например, это могут быть тонкие пленки со светочувствительным фотополимерным материалом (ФПМ) и нематическими ЖК. Как было показано в работах [18], при воздействии внешнего электрического поля на дифракционный слой с ФПМ-ЖК возможно управлять как уровнем дифракционной эффективности, так и смещением угловой селективности. Таким образом, в настоящей работе в качестве светочувствительной среды для голографической записи чирпированных МНГДС будет рассмотрена именно ФПМ-ЖК, применение которого позволит в дальнейшем управлять дифракционными характеристиками с помощью воздействия электрического поля.

Таким образом, целью настоящей работы является разработка обобщенной аналитической модели, учитывающей временное изменение начальных условий голографического формирования вследствие фотоиндуцированного изменения оптического поглощения (ФИП) мультиплексированных чирпированных МНГДС в ФПМ-ЖК и исследования процесса их формирования в линейном и нелинейном режимах записи.

Теоретическая модель формирования мультиплексированных чирпированных МНГДС в ФПМ-ЖК

Формирование мультиплексированных чирпированных МНГДС осуществляется двумя плоскими монохроматическими световыми волнами, которые имеют разное фазовое распределение. Одна волна имеет однородное распределение фазы E_0 , а другая — неоднородное E_1 . На сложную многослойную ФПМ-ЖК структуру (рис. 1) пучки света направлены под углами θ_0 и θ_1 .

Каждый слой данной структуры является анизотропной средой, что влечет за собой расщепление пучка света внутри материала на две волны — обыкновенную и необыкновенную [17]. При прохождении через дифракционный слой монохроматической волны изменяются его начальные условия вследствие затухания, вызванного фотоиндуцированным поглощением [18]. Интенсивность интерференционной картины светового поля в области взаимодействия двух записывающих световых пучков [19]:

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

где $\varphi^{i,n}(\mathbf{r}) = \varphi_0^{i,n} + \nabla \varphi^{i,n} \mathbf{r} + 0.5 \varphi^{i,n} \mathbf{r}^2$; $|\nabla \varphi^{i,n}| = \varphi^{i,n,'} = K_1^{i,n}$ — средняя величина модуля вектора $\mathbf{K}_1^{i,n}$; $0.5 \varphi^{i,n} = \varphi^{i,n,'}$ — сдвиг модуля вектора

решетки $\mathbf{K}_1^{i,n}$ от средней величины; $m^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = 2\sqrt{I_0^{i,n,m}(t, \mathbf{r})I_1^{i,n,m}(t, \mathbf{r})(\mathbf{e}_0\mathbf{e}_1)/(I_0^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) + I_1^{i,n,m}(t, \mathbf{r}))}$ — локальный контраст интерференционной картины; i — номер записанной голографической дифракционной структуры (ГДС); $I_{sum}^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = [I_0^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) + I_1^{i,n,m}(t, \mathbf{r})]$; $I_0^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = I^{i,0,n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot e^{-\alpha^{i,n,m}(t, \mathbf{r})y/\cos(\theta_0^{i,m})}$; $I_1^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = I^{i,1,n,m}(t, \mathbf{r}) \cdot e^{-\alpha^{i,n,m}(t, \mathbf{r})y/\cos(\theta_1^{i,m})}$; $I^{i,j,n,m}(\mathbf{r}) = |E_j^{i,n,m}(\mathbf{r})|^2$; $j = 0, 1$; $m = o, e$; $\mathbf{K}_1^{i,n,m} = \mathbf{k}_0^{i,n,m} - \mathbf{k}_1^{i,n,m}$ — вектор решетки; $\mathbf{r}$ — радиус-вектор; $\mathbf{k}_j^{i,n,m}$ — волновые векторы пучков; $\alpha^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = \alpha_2^{i,n} + \alpha_1^{i,n} \exp[-(I_0^{i,n,m}(t, \mathbf{r})/\cos(\theta_0^i) + I_1^{i,n,m}(t, \mathbf{r})/\cos(\theta_1^i))y/T_a^{i,n}]$ — коэффициент ФИП; $n = 1, 2, \dots, N$ — номер слоя; $\alpha_1^{i,n} = \alpha_0 K_0^{i,n}$ и α_2 — составляющие поглощения для красителя и подложки (в данном случае подложкой является защитная пленка, окружающая ФПМ с двух сторон, которая в свою очередь является буферным слоем, краситель необходим для поглощения света определенной длины волны, что вызывает его возбуждение и взаимодействие с инициатором, приводящее к образованию первичных радикалов, после чего он переходит в неактивное бесцветное состояние (лейкоформу), завершая свою роль в запуске химических процессов, при этом величина поглощения красителя много больше поглощения подложки); α_0 — значение составляющей поглощения молекулы красителя; ϕ — значение квантового выхода для красителя; $T_a^{i,n} = 1/(\phi\alpha_0 \max[I_0^{i,n}(t, \mathbf{r})])$.

На рис. 1 приведены следующие обозначения: $E_0(\mathbf{r}, t)$, $E_1(\mathbf{r}, t)$ — однородная и неоднородная монохроматическая световая волна; θ_0^i , θ_1^i — углы падения волн на образец; ψ — угол поворота образца; $\mathbf{k}_0^{i,e}$, $\mathbf{k}_1^{i,e}$ — волновые векторы однородной и неоднородной монохроматической световой волны; $\theta_0^{i,0}$, $\theta_1^{i,e}$ — углы распространения волновых векторов; d — толщина дифракционного слоя, t — толщина буферного слоя.

Кинетические уравнения концентрации мономера и показателя преломления описывают формирование каждого слоя ФПМ-ЖК в мультиплексированной МНГДС. Однако пространственно-неоднородная функция скорости изменения концентрации мономера $M^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$ приводит к градиенту концентрации и диффузии в более освещенных областях.

Важно учитывать, что градиент концентрации мономера не только влияет на процесс формирования каждого слоя ФПМ-ЖК, но и на его свойства. Таким образом, контроль градиента концентрации мономера может быть важным фактором в производстве мультиплексированных чирпированных МНГДС.

В химических реакциях, происходящих при экспозиции в фотополимеризующихся материалах, концентрация мономера может изменяться по разным причинам. Однако объединив оба фактора, вызывающие эти изменения, можно выразить уравнение для скорости изменения

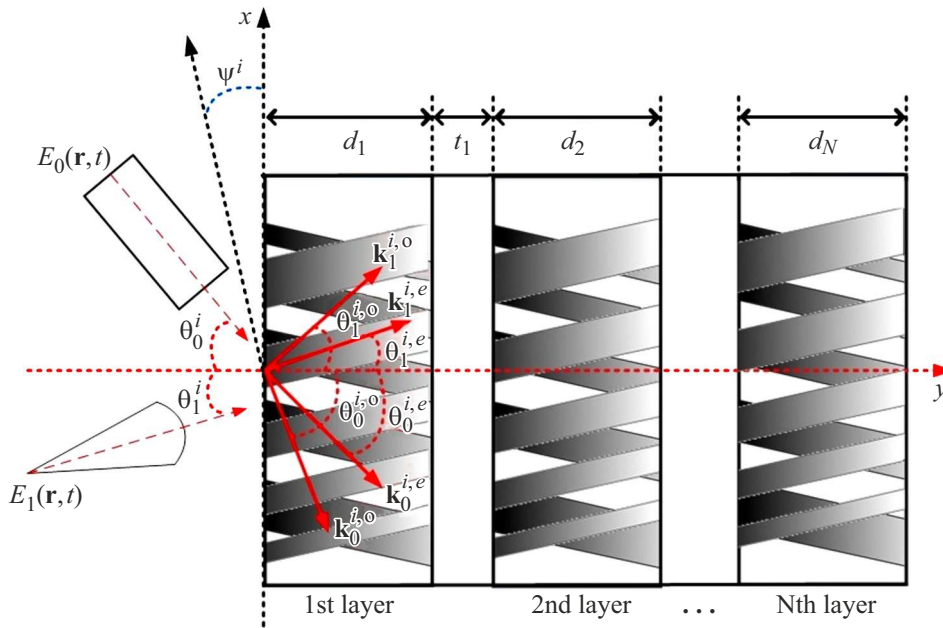


Рис. 1. Схема записи мультиплексированных чирпированных МНГДС в ФПМ-ЖК.

концентрации мономера $M^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$:

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

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

При описании диффузионных процессов также отметим изменение коэффициента диффузии $D_M^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$ в процессе формирования ГДС:

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

где $M_{00}^{i,n}$ и $D_{00}^{i,n}$ определяют начальную концентрацию и коэффициент диффузии мономера соответственно, а параметр s описывает скорость изменения диффузии.

В процессе голографического формирования происходит фотополимеризация, что приводит к изменению концентрации мономера и, следовательно, к изменению плотности полимерных молекул. Уравнение, описывающее изменение концентрации полимера, может быть записано следующим образом:

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

где $F^{i,n,m}(t, \mathbf{r}) = k_R^{i,n} I^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$ представляет функцию скорости полимеризации, которая зависит от коэффициента пропорциональности полимеризации $k_R^{i,n}$ и интенсивности записывающего поля $I^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$.

В процессе формирования на молекулярном уровне происходят сложные процессы, в которых участвуют молекулы ЖК. Однако их роль ограничивается только

процессом диффузии. Необходимо учитывать, что скорость изменения концентрации ЖК в материале имеет существенное значение для определения свойств и качества материала. Поэтому уравнение, описывающее этот процесс, имеет следующий вид:

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

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

Учитывая, что процесс формирования дифракционного слоя является сложным и многоэтапным, а также что в нем участвуют различные физические и химические процессы, необходимо более детально рассмотреть влияние количества молекул мономера и ЖК на получаемый результат.

Важно отметить, что постоянство количества молекул мономера и ЖК является ключевым фактором в формировании дифракционного слоя. При несоблюдении этого условия происходит сдвиг в равновесии системы, кроме того, необходимо учитывать, что среда, в которой происходит формирование дифракционного слоя, является двухкомпонентной. Это означает, что молекулы мономера и ЖК взаимодействуют между собой посредством диффузии и это может значительно влиять на конечные характеристики дифракционной структуры. Плотности векторов для мономера $\mathbf{J}_M^{i,n,m}$ и для ЖК $\mathbf{J}_{LC}^{i,n,m}$ соответственно равны по модулю в соответствии с первым законом Фика, но их векторы имеют противоположные направления:

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

Изменение концентрации ЖК также оказывает влияние на характеристики системы. Для описания этого

процесса используется уравнение, которое можно представить относительно изменения концентрации мономера:

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

Локальные изменения плотности слоев ФПМ-ЖК, вызванные изменением концентрации всех трех компонент, приводят к изменению показателя преломления $n^{i,n,m}(t, \mathbf{r})$. Для описания этого изменения можно использовать формулу Лоренц-Лоренца:

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

где $\alpha_M^{i,n}$, $\alpha_p^{i,n}$ и $\alpha_{LC}^{i,n}$ определяют поляризуемость молекул мономера, полимера и ЖК соответственно, а n_{st}^i определяет начальное значение показателя преломления до начала записи i -й ГДС.

Из приведенных выше уравнений (2) и (7) можно заключить, что изменение показателя преломления в процессе фотополимеризации зависит от числа частиц, которое остается постоянным:

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

где l — средняя длина полимерной цепи. Показатель преломления полимерной составляющей изменяется во временной области и описывается следующим образом:

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

где параметр

$$\delta n_p^{i,n} = \frac{4\pi}{3} \frac{((n_{st}^i)^2 + 2)^2}{6(n_{st}^i)^2} \left(\alpha_M^{i,n} + \frac{\alpha_p^{i,n}}{l} \right) \frac{M_M^{i,n}}{W_M^{i,n}}$$

определяет изменение показателя преломления, вызванного полимеризацией мономера, а элементы $M_M^{i,n}$ и $W_M^{i,n}$ характеризуют плотность и молекулярный вес молекул мономера.

Исходя из уравнений (2), (6) и (7), можно получить выражение для изменения показателя преломления, вызванного вытеснением молекул ЖК мономером в темную область:

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

где параметр

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

описывает изменение показателя преломления, вызванное взаимодиффузией молекулярных составляющих мономера и ЖК, а $W_{LC}^{i,n}$ и $L_{LC}^{i,n}$ характеризуют молекулярный вес и плотность молекул ЖК.

Учитывая фотополимеризационный и диффузионный механизмы записи, можно получить выражение, учитывающее оба процесса, для изменения показателя преломления:

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

Уравнения (2), (8) и (9), которые зависят лишь от одной компоненты — концентрации мономера, являются заменой для уравнения (7), которое ранее зависело от трех компонент. Однако, несмотря на это упрощение, решения этих уравнений все еще являются нелинейными. Чтобы найти решение для них, нужно использовать разложение в ряд Фурье по пространственным гармоникам решеток, учитывая концентрацию мономера и показатель преломления:

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

где $M_j^{i,n,m}$, $\Delta n_{j,p}^{i,n,m}$, $\Delta n_{j,LC}^{i,n,m}$ — коэффициенты Фурье функции для гармоник концентрации мономера, полимера и ЖК составляющей, N_s — количество мультиплексированных ГДС.

Для пространственно-неоднородного распределения показателя преломления в среде используются решения, полученные из уравнений (10). Они определяются путем нахождения суммы относительно нулевой и первой гармоник концентрации мономера и показателя преломления, которые получены из кинетических уравнений (2), (8) и (9). Примем во внимание соответствующие начальные условия, которые позволят получить искомые решения:

$$\begin{cases} M_0^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = M_{00}^n - \sum_{g=0}^{i-1} M_0^{g,n}, \\ \Delta n_{0,p}^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = 0; \Delta n_{0,LC}^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = n_{LC}^{i,n}, \\ M_0^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = 0, \Delta n_{1,p}^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = 0; \\ \Delta n_{1,LC}^{i,n}(t=0, \mathbf{r}) = 0. \end{cases}$$

При учете свойств ортогональности гармоник, подставив (10) в выражения (2), (8), (9), можно записать уравнения для первой гармоники концентрации мономера и показателя преломления, обусловленных двумя

механизмами записи, фотополимеризации и диффузии:

$$\begin{cases} \frac{\partial M_1^{i,n,m}}{\partial t} = -\exp(-s[1 - M_0^{i,n}/M_0^{i,n}(t=0)])M_1^{i,n} - \\ \frac{2^k}{b^{i,n,m}} km^{i,n,m}M_0^{i,n} - M_1^{i,n} \frac{2^k}{b^{i,n,m}} \left[1 + \frac{3}{8} k(k-1)m^{i,n,m}\right], \\ \frac{\partial \Delta n_{LC}^{i,n,m}}{\partial t} = -\delta n_d^{i,n} \frac{D_{LC}^{i,n}}{L} \exp\left(-s\left(1 - \frac{M_0^{i,n}}{M_0^{i,n}}\right)\right)M_1^{i,n}, \\ \frac{\partial \Delta n_{LP}^{i,n,m}}{\partial t} = \delta n_p^{i,n} \frac{2^k}{b^{i,n,m}} \left[k \frac{M_0^{i,n}}{M_0^{i,n}} + \left(1 + \frac{3}{8} k(k-1)m^{i,n,m}\right) \frac{M_1^{i,n}}{M_0^{i,n}}\right], \end{cases} \quad (11)$$

где параметр $b^{i,n,m}$ определяет условия записи в каждый момент времени и в каждой точке ФПМ-ЖК слоя и характеризуются соотношением времени диффузии к времени полимеризации.

Производя интегрирование для $\Delta n_{LC}^{i,n,m}$ и $\Delta n_{LP}^{i,n,m}$ из (11), получаем итоговое выражение для пространственного распределения амплитуды первой гармоники показателя преломления, которое состоит из суммы вкладов фотополимерной и ЖК составляющих:

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

где

$$n_{LP}^{i,n,m}(t, y, x) = \delta n_p \frac{2^k}{b^{i,n,m}(t, y, x)} \int_{\tau_f^i}^t I_{0n}^{i,n,m}(\tau, y, x) \left[p^{i,n,m}(t, y, x) - km^{i,n,m}(t, y, x) - f^{i,n,m}(t, y, x) (1 + 1.5L^{i,n,m}(t, y, x)) \right] d\tau$$

$$\text{и } n_{LC}^{i,n,m}(t, y, x) = \delta n_{LC} \frac{D_{LC}}{D_m} \int_{\tau_f^i}^t f^{i,n,m}(\tau, y, x) b^{i,n,m}(\tau, y, x) d\tau$$

— амплитудные профили полимерной и ЖК решеток; δn_{LC} и δn_m — коэффициенты изменения показателя преломления ЖК и полимера; D_{LC} и D_m — коэффициенты диффузии ЖК и мономера;

$$b^{i,n,m}(t, y, x) = \frac{T_p^{i,n,m}(t, y, x)}{T_m^{i,n,m}(t, y, x)} \left(1 + \frac{\varphi^{i, \prime \prime} \cdot x}{\varphi^{i, \prime}}\right)^2;$$

время полимеризации —

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

$$T_m^{i,n,m}(t, y, x) = [D_m |\varphi^{i, \prime}|^2]^{-1}$$

— время диффузии, $\langle K^{i,n} \rangle$ — концентрация красителя; K_g и K_b определяют значения коэффициентов роста и обрыва полимерной цепи; параметр β характеризует реакцию фотоиницирования; параметр τ_0 задает время жизни в возбужденном состоянии;

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

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

k — параметр степени нелинейности процесса; $b_m^{i,n,m}(t, y, x) = (1 + \varphi^{i, \prime} x / \varphi^{i, \prime})^2 \exp[-s(1 - p^{i,n,m}(t, y, x))];$ s — параметр скорости изменения диффузии; $I_{0n}^{i,n,m}(t, y, x) = I_{sum}^{i,n,m}(t, y, x) / \max[I_{sum}^{i,n,m}(t, y, x)]$ — нормированная интенсивность пучков в n -м слое,

$$f^{i,n,m}(t, y, x) = \frac{2^k}{b^{i,n,m}(t, y, x)} k \int_{\tau_f^i}^t p^{i,n,m}(\tau, y, x) m^{i,n,m}(\tau, y, x) \times I_{0n}^{i,n,m}(\tau, y, x) \exp\left[-1 \int_{\tau}^t b_m^{i,n,m}(T, y, x) + \frac{2^k}{b^{i,n,m}(T, y, x)} \times I_{0n}^{i,n,m}(T, y, x) (1 + 1.5L^{i,n,m}(T, y, x)) dT\right] d\tau, \quad \tau_f^i \text{ — время окончания записи предыдущей ГДС.}$$

В данной части статьи была представлена обобщенная аналитическая модель, описывающая процесс формирования мультиплексированных электрически управляемых многослойных неоднородных голографических дифракционных структур с изменяющимся периодом в фотополимеризующихся композициях, содержащих нематические жидкие кристаллы. Рассмотрены условия фотоиндуцированного оптического поглощения материала, а также представлено выражение, позволяющее определить кинетику формирования пространственно-временного распределения амплитуды первой гармоники показателя преломления для каждого дифракционного слоя в каждой записанной фотонной структуре.

Таким образом, разработанная аналитическая модель позволяет заранее определить вид профиля решеток для мультиплексированных чирпированных многослойных голографических дифракционных структур, который необходим для более точного определения дифракционных характеристик исследуемых структур.

Численное моделирование

На основании представленной модели и полученным аналитическим решениям с помощью численного моделирования исследован процесс формирования двуслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС с ФПМ-ЖК, для которой путем последовательной записи под углами записаны две дифракционные структуры для каждого ФПМ-ЖК слоя. Значения параметров, описывающих ФПМ, были взяты на основе материалов, исследуемых в Новосибирском институте органической химии имени Н.Н. Ворожцова СО РАН, а также публикаций о фотополимерных материалах компании Geola [20,21]: $\lambda = 633 \text{ nm}$ — длина волны записи; $d_n = 15 \mu\text{m}$ — толщина дифракционного слоя; $\alpha_2 = 0.015 \text{ Nr}$ — коэффициент поглощения подложки (пленки, защищающей ФПМ), $\alpha_1 = 1.92 \text{ Nr}$ — коэффициент поглощения материала (самого фотополимерного слоя), $k = 0.5$ — параметр степени нелинейности процесса записи, $s = 1$ — параметр скорости изменения диффузии, $2\theta = 30^\circ$ — угол между записываемыми пучками, $\delta_{np} = 0.09$ — коэффициент изменения показателя преломления полимера, $\delta_{ni} = 0.1\delta_{np}$ — коэффициент изменения показателя преломления ЖК, $D_m = 15 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ — коэффициент диффузии мономера, $D_{LC} = D_m$ — коэффициент диффузии ЖК, δ_p — коэффициент изменения показателя преломления, $0.5\nabla^2\varphi = 3 \cdot 10^9 \text{ mm}^{-1}$ — отклонение модуля вектора $\mathbf{K}$ от среднего значения. Влияние отклонения

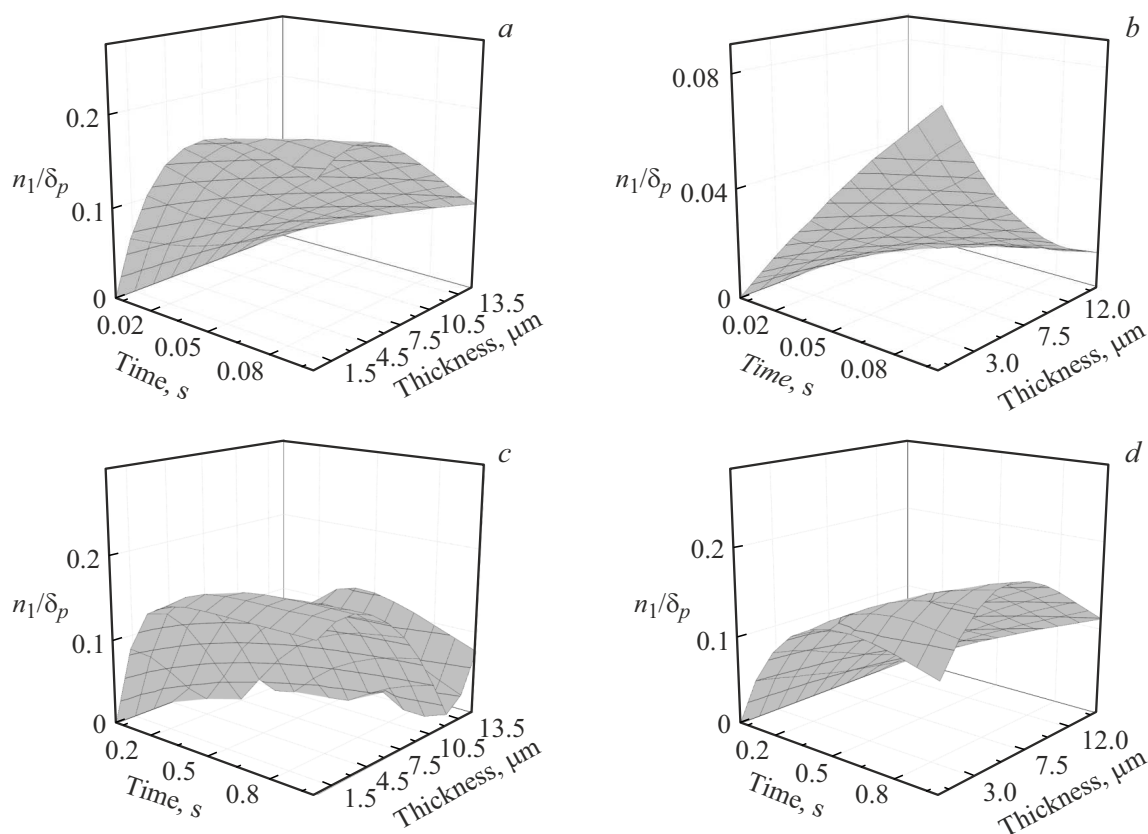


Рис. 2. Кинетики пространственных профилей первой гармоники показателя преломления двухслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС при нелинейном режиме записи для двух решеток на первом (*a, b*) и втором слое (*c, d*).

модуля вектора на селективный отклик описывается в работе [11].

На рис. 2 представлены кинетики пространственных профилей первой гармоники показателя преломления двухслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС в зависимости от времени записи и толщины ФПМ-ЖК слоя при нелинейном режиме записи ($b = 0.1$) для двух решеток на первом (рис. 2, *a, b*) и втором слое (рис. 2, *c, d*) соответственно.

Как видно из рис. 2, пространственный профиль на каждом слое и для каждой решетки различен. Если для первой решетки наблюдается спад по глубине от слоя к слою, то для второй решетки происходит его трансформация по ширине и глубине. Это обусловлено нелинейным режимом записи, при котором мономер не успевает диффундировать в светлые области и быстро полимеризуется, а также самим процессом ФИП, при котором происходит просветление материала в процессе записи, что также приводит к изменениям условий записи.

На рис. 3 представлены кинетики пространственных профилей первой гармоники показателя преломления двухслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС в зависимости от времени записи и толщины ФПМ-ЖК слоя при линейном режиме записи ($b = 5$) для

двух решеток на первом (рис. 3, *a, b*) и втором слое (рис. 3, *c, d*).

Как видно из рис. 3, *a, b*, для первого слоя первой решетки профиль показателя преломления является спадающим по глубине в процессе записи, а для второй решетки возрастающим. Это обусловлено тем, что в процессе записи сначала мономер интенсивно диффундирует в светлую область в ближней точке слоя для первой решетки, а для второй решетки оставшийся мономер на конце слоя также начинает интенсивно полимеризоваться, но уже вследствие просветления материала. Для второго же слоя первой решетки процесс полимеризации затягивается вследствие малой интенсивности записывающих световых пучков, которое обусловлено возникновением фотоиндуцированного поглощения. Вместе с тем для второй решетки процесс полимеризации происходит уже наоборот, более интенсивно, так как материал за время формирования первой решетки просветлился. Также стоит отметить, что для второго слоя профиль по глубине имеет одинаковый характер спада по глубине, что обусловлено более равномерной диффузией мономера в освещенные области вследствие более позднего просветления материала, относительно первого слоя. При использовании линейного режима

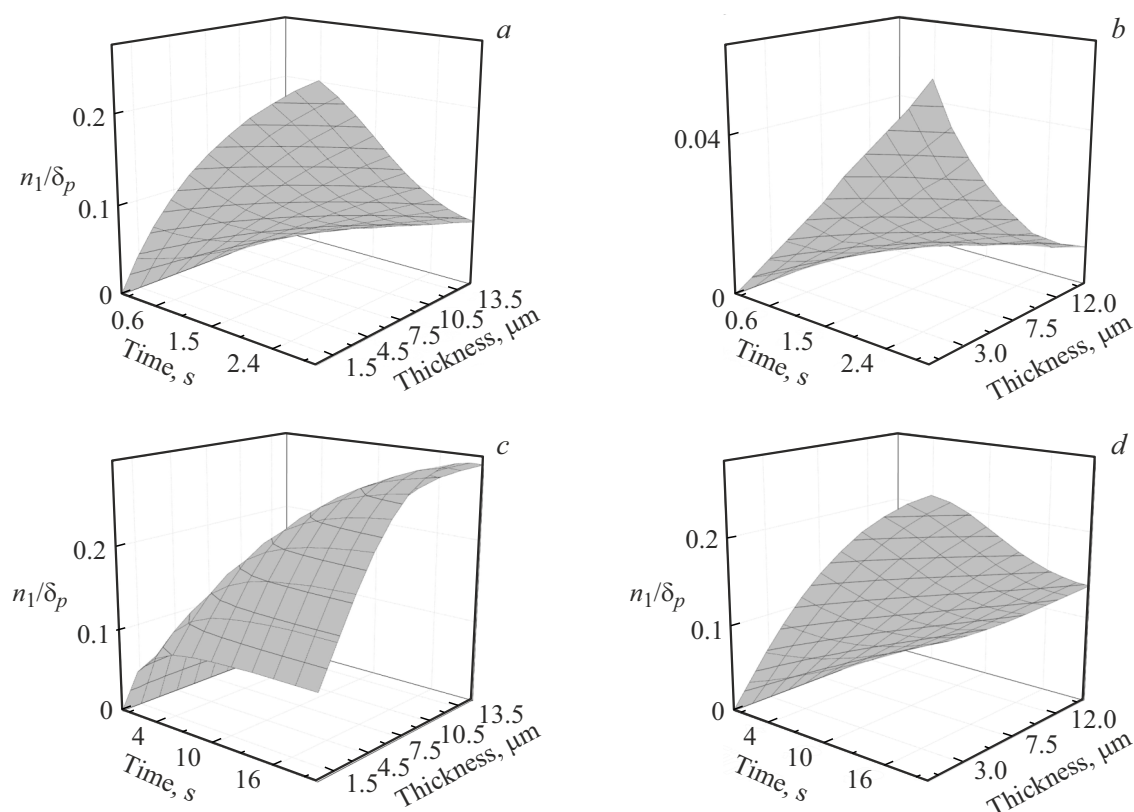


Рис. 3. Кинетики пространственных профилей первой гармоники показателя преломления двуслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС при линейном режиме записи для двух решеток на первом (*a, b*) и втором слое (*c, d*).

записи амплитуда для первого слоя возрастает на 50% в отличие от нелинейного режима.

На рис. 4 представлены сформированные пространственные профили первой гармоники показателя преломления двуслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС в зависимости от ширины и толщины ФПМ-ЖК слоя при нелинейном режиме записи ($b = 0.1$) для двух решеток на первом (рис. 4, *a, b*) и втором слое (рис. 4, *c, d*) соответственно.

Как видно из рис. 4, при нелинейном режиме записи профили показателя преломления для каждого слоя и каждой решетки имеют ярко выраженную двумерную неоднородность по глубине и толщине ФПМ-ЖК слоя. Неоднородность же по ширине слоя, в данном случае, обусловлена влиянием фазовой неоднородности записываемого излучения, благодаря которой происходит изменение периода структуры по ширине образца. В зависимости от выбора времени записи для каждой решетки в данном случае для первой решетки $t = 0.1$ s и для второй $t = 1$ s, профиль показателя преломления в нелинейном режиме записи также может иметь существенную трансформацию, что хорошо иллюстрирует рис. 4, *b, d*, на котором изображен профиль для второй решетки первого слоя.

На рис. 5 представлены записанные пространственные профили первой гармоники показателя преломле-

ния двуслойной мультиплексированной чирпированной МНГДС в зависимости от ширины и толщины ФПМ-ЖК слоя при линейном режиме записи ($b = 5$) для двух решеток на первом (рис. 5, *a, b*) и втором слое (рис. 5, *c, d*) соответственно.

Как видно из рис. 5, в случае записи в линейном режиме профили показателя преломления также имеют двумерную неоднородность по толщине и глубине слоя. Однако для второй решетки характер изменения по толщине слоя отличен от нелинейного режима записи; это обуславливается более быстрой диффузией мономера в освещенные области и просветлением самого материала. Также стоит отметить, что для второй решетки на первом слое профиль имеет куполообразный вид, амплитуда профиля по толщине от 0 до $14\text{ }\mu\text{m}$ возрастает на 65% и от 14 до $20\text{ }\mu\text{m}$ спадает на 5%, и по апертуре от минус 0.5 до 0.5 mm имеет постоянный характер. На втором слое, напротив, имеется спадающий вид профиля по толщине и апертуре. Также стоит отметить увеличение амплитуды пространственного профиля для первого слоя в среднем на 62.5% относительно нелинейного режима записи.

С помощью численного моделирования было показано, что в процессе формирования каждой отдельной дифракционной решетки в каждом отдельном слое профиль показателя преломления может иметь явно

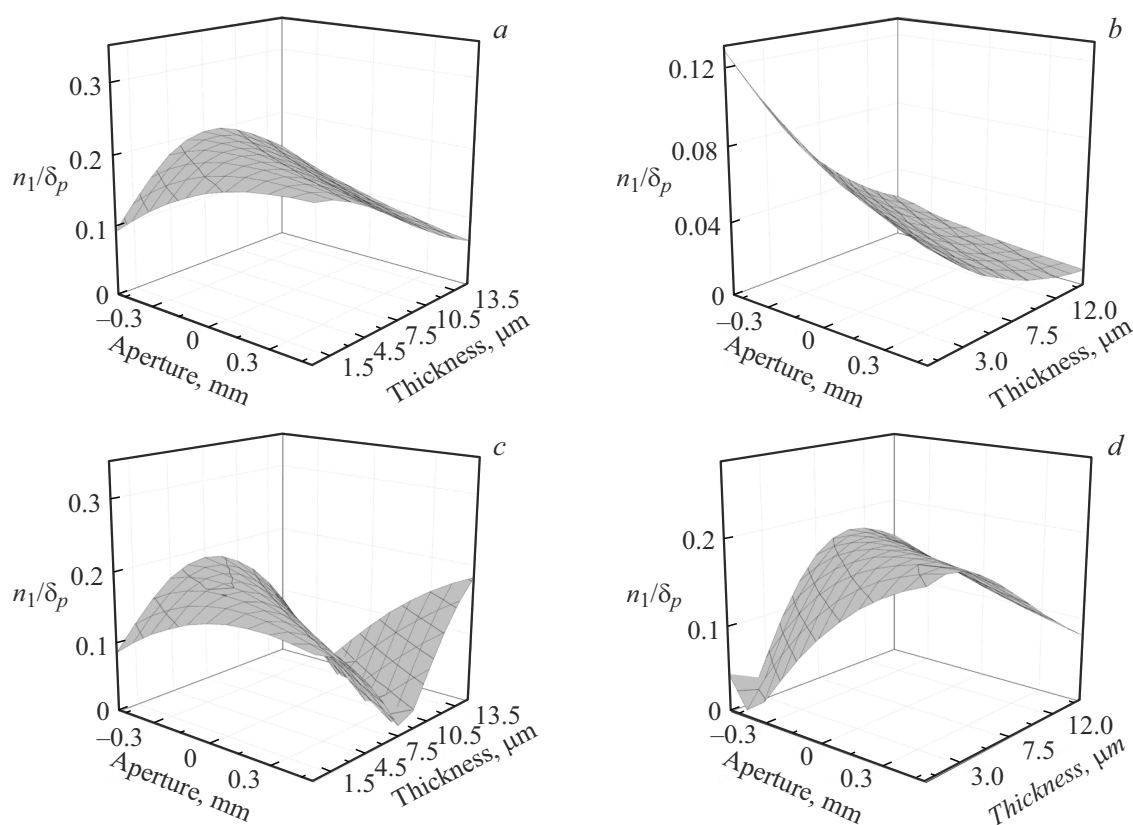


Рис. 4. Двумерные пространственные профили первой гармоники показателя преломления при нелинейном режиме записи для двух решеток на первом (a, b) и втором слое (c, d).

выраженную двумерную неоднородность, которая обусловлена как фотоиндуцированным поглощением материала, так и фазовой неоднородностью записывающего излучения.

Таким образом, формирование мультиплексированных chirпированных МНГДС в условиях нелинейного режима записи может приводить к ухудшению дифракционных характеристик вследствие увеличения уровня неоднородности профилей решеток в процессе их голографического формирования. Для получения дифракционных структур с более улучшенными дифракционными характеристиками предпочтителен линейный режим, при котором можно ожидать не только прироста дифракционной эффективности, но и снижение уровня локальных минимумов у угловой селективности.

Заключение

В настоящей работе впервые представлена обобщенная аналитическая модель, описывающая процесс формирования мультиплексированных chirпированных МНГДС в ФПМ-ЖК с учетом ФИП и режима записи при ненулевых начальных условиях для каждого дифракционного слоя и каждой дифракционной структуры. С помощью численного моделирования выявлены следующие закономерности.

1. При нелинейном режиме записи пространственный профиль на каждом дифракционном слое и для каждой последовательно формируемой структуры различен и может трансформироваться с течением времени записи. Это обусловлено тем, что мономер не успевает диффундировать в светлые области и быстро полимеризуется, а также самим процессом ФИП, при котором происходит просветление материала в процессе формирования, что также приводит к изменениям условий записи.

2. При линейном режиме записи профили показателя преломления для каждого слоя и каждой решетки также различны, но не имеют признаков трансформации во времени. Кроме этого, для первого слоя профиль для каждой последующей сформированной решетки может измениться от спадающего до возрастающего, что связано с просветлением материала во время экспозиции и изменением условий записи по глубине слоя.

3. Двумерные пространственные профили показателя преломления при линейном и нелинейном режимах записи имеют двумерную неоднородность и могут отличаться не только от слоя к слою, но и от номера самой решетки. Неоднородность по ширине слоя, в данном случае, обусловлена влиянием фазовой неоднородности записывающего излучения на процесс формирования дифракционной структуры, которая имеет изменяющийся период по ширине слоя.

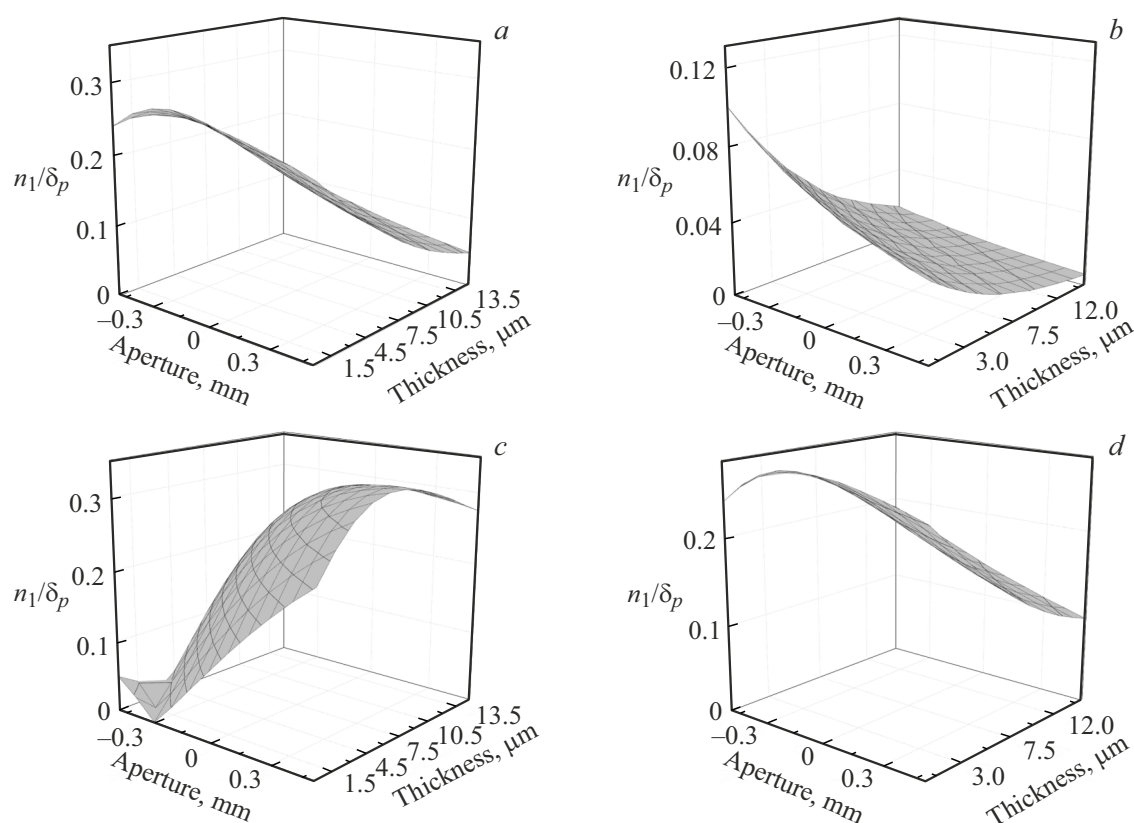


Рис. 5. Двумерные пространственные профили первой гармоники показателя преломления при линейном режиме записи для двух решеток на первом (a, b) и втором слое (c, d).

4. Для достижения высокой дифракционной эффективности мультиплексированных chirпированных МНГДС следует использовать линейный режим записи вследствие незначительного уровня неоднородности профилей решеток.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства „Приоритет-2030“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.G. Chigrinov, V.M. Kozenkov, H-S. Kwok. *Photoalignment of Liquid Crystalline Materials: Physics and Applications* (John Wiley & Sons, 2008). DOI: 10.1002/9780470751800
- [2] V.G. Chigrinov. *Crystals*, **3** (4), 149–162 (2013). DOI: 10.3390/cryst3010149
- [3] A. Komar, A. Tolstik, E. Melnikova, A. Muravsky. *Applied Optics*, **54** (16), 5130–5135 (2015). DOI: 10.1364/AO.54.005130
- [4] E. Melnikova, A. Tolstik, I. Rushnova, O. Kabanova, A. Muravsky. *Applied Optics*, **55** (23), 6491–6495 (2016). DOI: 10.1364/AO.55.006491
- [5] I. Rushnova, E. Melnikova, A. Tolstik, A. Muravsky. *Optics Commun.*, **413**, 179–183 (2018). DOI: 10.1016/j.optcom.2017.12.029
- [6] I.I. Rushnova, O.S. Kabanova, E.A. Melnikova, A.L. Tolstik. *Nonlinear Phenomena in Complex Systems*, **21** (3), 206–219 (2018).
- [7] I.C. Khoo. *Liquid crystals* (John Wiley & Sons, 2022). DOI: 10.1002/9781119705819
- [8] X. Yan, X. Wang, Y. Chen. *Appl. Phys.*, **125**, 1–8 (2019). DOI: 10.1007/s00340-019-7173-4
- [9] V.O. Dolgirev, S.N. Sharangovich. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **86** (1), 18–23 (2022). DOI: 10.3103/S106287382201021X
- [10] М.В. Шишова, А.Ю. Жердев, Д.С. Лушников, В.В. Маркин, С.Б. Одионов. В сб. *HOLOEXPO 2020: XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям* (МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2020), с. 253–263.
- [11] T. Wilm, J. Kibgies, R. Fiess, W. Stork. *Photonics*, **9** (6), 419 (2022). DOI: 10.1117/12.2596838
- [12] E.A. Dovolnov, S.N. Sharangovich. *Proc. SPIE* **6187**, Photon Management II, 454–460 (2006). DOI: 10.1117/12.673833
- [13] H. Wang, B. Zhang, C. Han, J. Ding. *Opt. Exp.*, **29** (20), 32377–32387 (2021). DOI: 10.1364/OE.440221
- [14] D. Tosi. *Sensors*, **18** (7), 2147 (2018). DOI: 10.3390/s18072147
- [15] C. Spiess, Q. Yang, X. Dong, V.G. Bucklew, W.H. Renninger. *Optica*, **8** (6), 861–869 (2021). DOI: 10.1364/OPTICA.419771
- [16] Д.И. Дудник, И.А. Квасова, К.О. Гусаченко, А.О. Семкин, С.Н. Шарангович. *Изв. вузов. Физика*, **61** (1), 51–58 (2018).

- [17] Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович. Изв. вузов. Физика, **49** (10), 81–89 (2006).
- [18] A.O. Semkin, S.N. Sharangovich. Physics Procedia., **70**, 791–794 (2015). DOI: 10.1016/j.phpro.2015.08.269
- [19] A.O. Semkin, S.N. Sharangovich. J. Phys.: Conf. Ser., **735**, 012030 (2016). DOI: 10.1088/1742-6596/735/1/012030
- [20] Д.И. Деревянко, С.И. Алиев, Е.Ф. Пен, В.В. Шелковников. Автометрия, **57** (6), 29–37 (2021). DOI: 10.15372/AUT20210603
- [21] F.K. Bruder, T. Fäcke, T. Rölle. Polymers., **9** (10), 472 (2017). DOI: 10.3390/polym9100472