

# **Дифракция оптического излучения на многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структурах при воздействии внешнего электрического поля**

**В. О. Долгирев, С. Н. Шарангович**

*Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
Томск, Россия; e-mail: shr@tusur.ru, vital2@mail.ru*

В данной работе представлена теоретическая модель оптического излучения на многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структурах. Проведен численный расчет дифракционных характеристик трехслойной КПЖК дифракционной структуры при воздействии внешнего электрического поля. В работе показано, что управление дифракционными слоями с помощью внешнего электрического поля позволяет динамически изменять дифракционные характеристики, в частности трансформировать вид селективного отклика.

**Ключевые слова:** дифракция, КПЖК, МНГДС, голография

## **Введение**

В настоящее время многослойные дифракционные структуры исследуются рядом ученых из разных стран мира [1–3]. Уникальные свойства таких структур обусловлены взаимодействием оптического излучения в процессе их формирования и дифракции света на них, вследствие интерференционных эффектов, возникающих между слоями. Такие структуры могут найти применение в качестве спектральных фильтров, мультиплексоров и в области фемтосекундной лазерной оптики [1].

Так, в работах авторов [2, 3] формирование таких структур рассматривалось с помощью голографического метода записи в фоточувствительных средах, в частности, в фотополимерном материале (ФПМ). В работах было отмечено, что количество дифракционных и буферных слоев влияют на количество и ширину локальных максимумов контура селективности [2, 3]. Также было отмечено, что в процессе записи, вследствие фотоиндуцированного оптического поглощения (ФИП) материала, профили решеток могут быть неоднородны, что приводит к искажению вида селективного отклика [3]. Минимумы локальных максимумов контура селективности могут не достигать нуля [2, 3], что может привести к перекрестным помехам, если рассматривать данные структуры в качестве мультиплексоров и спектральных фильтров.

Однако, актуальным на сегодняшний день является задача поиска способа управления такими структурами. Как известно [4], управление дифракционными характеристиками голографических дифракционных структур (ГДС) возможно при наличии в составе с ФПМ нематических жидких кристаллов (ЖК). ЖК чувствительны к электрическому воздействию и могут под его влиянием менять пространственную ориентацию директора, что в свою очередь влечет к изменению условий распространения электромагнитных волн.

## **1. Теоретическая модель дифракции оптического излучения на многослойных ГДС в КПЖК**

В данной теоретической модели дифракции оптического излучения на многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах (МНГДС) будем считать, что нематические ЖК капсулированы полимером (КПЖК), для которых характерно объединение молекул ЖК в капсулы. Апертура считывающего пучка много больше толщины слоя КПЖК, поэтому процессы дифракции оптического излучения

будут описываться в геометрооптическом приближении. Схема дифракции оптического излучения на МНГДС проиллюстрирована на рис. 1.

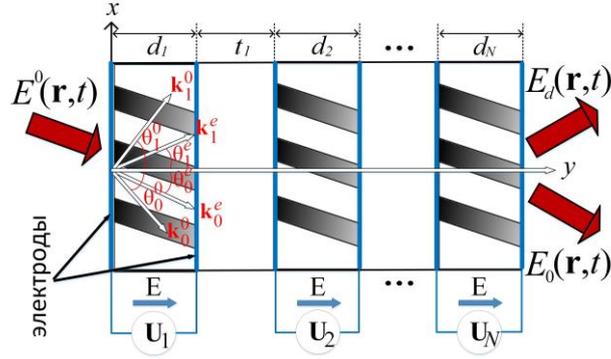


Рис. 1 – Схема дифракции оптического излучения на МНГДС:  $d_n$  и  $t_n$  – толщина КПЖК и буферного  $n$ -слоя.

Амплитудные профили пучков  $E_j^m$  для каждого слоя находятся из решения системы уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных [3]:

$$\begin{cases} \mathbf{N}_{r_0}^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \nabla E_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) = -iC_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \\ E_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot n_n^{n,m}(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\Delta\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{N}_{r_1}^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \nabla E_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) = -iC_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \\ E_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot n_n^{n,m}(\mathbf{r}) \cdot \exp(-i\Delta\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{r}) \end{cases} \quad (1)$$

где  $n$  – номер слоя,  $m=0,e$ ,  $E_j^{n,m}$  – амплитудные профили пучков,  $\mathbf{N}_{r_j}^{n,m}$  – групповые нормали,  $j=0,1$ ,  $\theta_{r_j}^{n,m}$  – углы между групповыми нормальными и осью  $y$ ,  $n_n^{n,m}$  – нормированный амплитудный профиль показателя преломления структуры,  $\Delta\mathbf{K}^{n,m}$  – вектор фазовой расстройки,  $C_0^{n,m}$  и  $C_1^{n,m}$  – амплитудные коэффициенты связи, которые определяются для слоев как:

$$\begin{aligned} C_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) &= \frac{1}{4} \frac{\omega}{c n_0^{n,m}(\mathbf{r}, E)} \mathbf{e}_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \hat{\varepsilon}(E) \cdot \mathbf{e}_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) \\ C_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) &= \frac{1}{4} \frac{\omega}{c n_1^{n,m}(\mathbf{r}, E)} \mathbf{e}_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) \cdot \hat{\varepsilon}(E) \cdot \mathbf{e}_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n_j^{n,m}(\mathbf{r}, E) = [n_{lc}^0 n_{lc}^e] / [n_{lc}^e \sin^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) \pm \theta_j^m) + n_{lc}^0 \cos^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) \pm \theta_j^m)]^{-0.5}$ ,  $\hat{\varepsilon}$  – амплитуда основной гармоники возмущения тензора диэлектрической проницаемости,  $n_{lc}^e$  и  $n_{lc}^0$  – необыкновенный и обыкновенный показатели преломления ЖК,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\omega$  – угловая частота оптического излучения,  $\varphi_E^{ext}(E)$  – угол поворота капсул ЖК, который может быть найден как [4]:

$$\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) = 0.5 \arctg \left[ \cos(2\varphi_0) / (e^2(\mathbf{r}) + \sin(2\varphi_0)) \right], \quad (3)$$

где  $\varphi_0$  – угол между вектором напряжённости электрического поля и директором

капсулы ЖК при  $E = 0$ ;  $e^2(\mathbf{r}) = E(\mathbf{r})R\sqrt{\Delta\bar{\epsilon}/K_{33}(5.7\delta_{LC}^2 + 2.1\lambda_k)}$  – параметр, характеризующий действие электрического поля на биполярную капсулу ЖК,  $R$  – радиус капли,  $\delta_{LC}$  – эксцентриситет капсулы,  $\lambda_k = RW_\alpha / K_{33}$  – параметр поверхностного сцепления,  $W_\alpha$  – коэффициент азимутального поверхностного сцепления,  $\Delta\bar{\epsilon}$  – диэлектрическая анизотропия биполярной капсулы.

Директор ЖК начинает изменять свою пространственную ориентацию при подачи прикладываемого напряжения не менее, чем значение напряженности для фотоиндуцированного перехода Фредерикса [4]:

$$E_c = \pi / d \cdot \sqrt{(K_{33} \cdot 8\pi) / (\epsilon_{lc}^e - \epsilon_{lc}^0)}, \quad (4)$$

где  $\epsilon_{lc}^e = (n_{lc}^e)^2$  и  $\epsilon_{lc}^0 = (n_{lc}^0)^2$  – компоненты тензора, измеренные при продольной и поперечной ориентации директора ЖК.

Для нахождения угловых спектров оптического излучения 0-го и 1-го дифракционных порядков в  $n$ -м слое МНГДС воспользуемся матричным методом [3]:

$$\mathbf{E}^{n,m} = \mathbf{T}^{n,m} \cdot \mathbf{E}^{n-1,m}, \quad (5)$$

$$\text{где } \mathbf{T}^{n,m} = \begin{bmatrix} T_{00}^{n,m}(E, \Delta K) & T_{10}^{n,m}(E, \Delta K) \\ T_{01}^{n,m}(E, \Delta K) & T_{11}^{n,m}(E, \Delta K) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^{n-1,m} = \begin{bmatrix} E_0^{n-1,m}(E, \Delta K) \\ E_1^{n-1,m}(E, \Delta K) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^{n,m} = \begin{bmatrix} E_0^{n,m}(E, \Delta K) \\ E_1^{n,m}(E, \Delta K) \end{bmatrix},$$

$\mathbf{T}^{n,m}$  – матричная передаточная функция  $n$ -го слоя МНГДС,  $E_j^{n-1,m}(E, \Delta K)$  и  $E_j^{n,m}(E, \Delta K)$  – частотно-угловые спектры (ЧУС) на входе и выходе  $n$ -го слоя,  $E$  – прикладываемое напряжение.

Элементы передаточной матрицы  $\mathbf{T}^{n,m}$  выражаются как [3]:

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{01,10}^{n,m}(E, \Delta K) = -i \frac{b_j^{n,m}}{2} \int_{-1}^1 \left( \frac{\exp(-i\Delta K(1-q)/2)}{\cosh[c \cdot s \cdot (1-q)/2]} \cdot {}_2F_1 \left( \frac{-b_j^{n,m}}{c \cdot s}, \frac{b_j^{n,m}}{c \cdot s}, 1, w(q) \right) dq \right) \\ T_{00,11}^{n,m}(E, \Delta K) = 1 - \frac{(b_j^{n,m})^2}{2} A \int_{-1}^1 \left( \frac{\exp(i\Delta K(1-q)/2)}{\sinh^{-1}(c \cdot s \cdot (1+q)/2)} \cdot {}_2F_1 \left( 1 - \frac{b_j^{n,m}}{c \cdot s}, 1 + \frac{b_j^{n,m}}{c \cdot s}, 2, w(q) \right) dq \right) \end{array} \right. , \quad (6)$$

где  ${}_2F_1$ ,  $w(q)$  и  $A$  описаны в [3];  $b_j^{n,m}(E) = [d_n \cdot C_j^{n,m}(E)] / \sqrt{v_0 \cdot v_1}$ ;  $v_j = \cos(\theta_{rj}^{n,m})$ .

В выражении (6) параметры  $c$ ,  $s$ ,  $t$  находятся для каждого слоя отдельно путем аппроксимации нормированного пространственного профиля амплитуды первой гармоники показателя преломления  $n_1(y)$  функцией вида  $n_1(y, c, s, t) = \text{ch}^{-1}[c(sy - t)]$ .

При воздействии внешним электрическим полем, модуль вектора фазовой расстройки будет зависеть не только от угла падения и центральной частоты считывающего излучения, но и от прикладываемого напряжения:

$$\Delta K^{n,m} = \Delta K^{n,m}(\theta) + \Delta K^{n,m}(\omega) + \Delta K^{n,m}(E), \quad (7)$$

где  $\Delta K^{n,m}(\theta) = (D/B)\theta$  и  $\Delta K^{n,m}(\omega) = (C - AD/B)\omega$  – отражают отклонение от условий фазового синхронизма, коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  определены в [4],

$$\Delta K^{n,m}(E) = \frac{\omega}{c} \left[ n_0^{n,m}(E) \cdot (\mathbf{N}_0^{n,m} \cdot \mathbf{y}_0) - n_1^{n,m}(E) \cdot (\mathbf{N}_1^{n,m} \cdot \mathbf{y}_0) \right] + (\mathbf{K}^{n,m} \cdot \mathbf{y}_0).$$

Для многослойной структуры буферный слой толщиной  $t_n$  дает фазовый набег. Будем считать, что показатель преломления буферного слоя равен показателю преломления голограммы. Тогда матрица перехода  $\mathbf{A}^{n,m}$  будет выглядеть как [3]:

$$\mathbf{A}^{n,m} = \exp[-i(\mathbf{k}_1^{n,m} \cdot \mathbf{y}_0)t_n] \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp\left[\frac{-i \cdot \Delta K^{n,m} \cdot t_n}{d_n}\right] \end{bmatrix}.$$

Таким образом, оптическое излучение на выходе всей МНГДС, с учетом выражения (5) и входного оптического поля  $\mathbf{E}_0$ , запишется как:

$$\mathbf{E}^{N,m} = \mathbf{T}^m \cdot \mathbf{E}_0, \quad (8)$$

где  $\mathbf{T}^m = \mathbf{T}^{N,m} \cdot \mathbf{A}^{N-1,m} \cdot \mathbf{T}^{N-1,m} \cdot \dots \cdot \mathbf{A}^{n,m} \cdot \mathbf{T}^{n,m} \cdot \dots \cdot \mathbf{A}^{1,m} \cdot \mathbf{A}^{1,m}$  – матричная передаточная функция всей МНГДС.

При численном расчете будем рассматривать взаимодействие только плоских монохроматических волн с единичной амплитудой. При этом поляризация падающего излучения совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн в каждом слое. Дифракционную эффективность (ДЭ) на выходе МНГДС можем определить, как [3]:

$$\eta_d^m(E, \Delta K) = |E_1^{N,m}|^2 / 1 = |E_1^{N,m}(E, \Delta K)|^2, \quad (9)$$

где  $E_1^{N,m}$  выражается через элементы  $T_{ij}^{n,m}$  матричных функций  $\mathbf{T}^{N,m}$  слоев.

## 2. Численный расчет

Численный расчет дифракционной эффективности проводился по выражению (9). Использовалась трехслойная ГДС с профилями решеток близких к однородным, что позволило уменьшить искажения вида селективного отклика. При численном расчете использовались следующие параметры:  $d_n=50$  мкм;  $t_n=150$  мкм;  $\lambda=630$  нм;  $n_{lc}^0=1.535$ ;  $n_{lc}^e=1.68$ ;  $n_p=1.535$ ;  $\theta_b=10^0$ ;  $K_{33}=7.45 \cdot 10^{-2}$ ;  $c=1.17, 1.73, 1.65$ ;  $s=1.11, 0.73, 0.87$ ;  $t=0.6, 0.48, 0.58$ . На рис. 2 приведен численный расчет зависимости ДЭ трехслойной ГДС от фазовой расстройки и приложенного электрического поля на 2-ом слое.

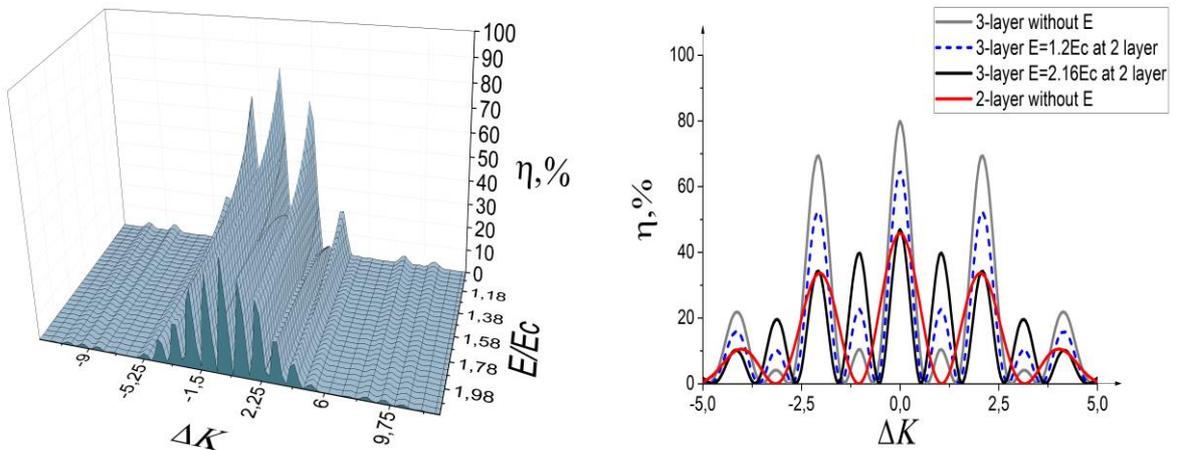


Рис. 2 – Зависимость ДЭ трехслойной ГДС от фазовой расстройки и внешнего электрического поля, прикладываемого на 2-ом слое

Как видно из рис. 2, при повышении значения напряженности электрического поля на 2-ом слое больше, чем на значение напряженности для перехода Фредерикса, влияние второй дифракционной решетки постепенно снижается. Директор ЖК поворачивается в сторону вектора напряженности, тем самым меня условия распространения волн и дифракция для необыкновенных волн на 2-ом слое «отключается». Вид селективного отклика трансформируется как для двухслойной структуры, но с увеличенным буферным слоем.

### **Заключение**

Таким образом, в работе представлена теоретическая модель дифракции оптического излучения на МНГДС, сформированных в КПЖК. Проведен численный расчет ДЭ трехслойной ГДС при воздействии внешнего электрического поля. Показана возможность управления видом селективного отклика МНГДС при воздействии электрического поля на дифракционные слои с КПЖК.

### **Благодарности**

Работа выполнена в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

### **Литература**

1. Yan A. et al. Bragg diffraction of multilayer volume holographic gratings under ultrashort laser pulse readout. *J. Opt. Soc. A.* 2009. Vol. 26, No. 1. P. 135–141.
2. Pen E. F., Rodionov M. Yu. Properties of multilayer nonuniform holographic structures. *Quantum Electronics.* 2010. Vol. 40, No 10. P. 919–924.
3. Dudnik D. I., Semkin A. O., Sharangovich S. N. Diffraction of quasimonochromatic light beams on multilayer inhomogeneous photopolymer holographic diffraction structures. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. Vol. 1745. P. 012018.
4. Semkin A. O., Sharangovich S. N. Light beam diffraction on inhomogeneous holographic photonic PDLC structures under the influence of spatially non-uniform electric field. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. Vol. 735. P. 012030.

## **Diffraction of optical emission on multilayer inhomogeneous PDLC diffraction structures under the influence of an external electric field**

V. O. Dolgirev, S. N. Sharangovich

*Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia;  
e-mail: shr@tusur.ru, vital2@mail.ru*

This article presents a theoretical model of diffraction of light on multilayer inhomogeneous PDLC diffraction structures. The diffraction characteristics of a three-layer PDLC diffraction structure under the influence of an external electric field are numerically calculated. It is shown that the control of each diffraction layer using an external electric field allows you to dynamically change the diffraction characteristics, in particular, to transform the type of selective response.

**Keywords:** diffraction, PDLC, MIHDS, holography