

УДК 535.421

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАННЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ КОМПОЗИЦИЙ С НЕМАТИЧЕСКИМИ ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ

© 2024 г. С. Н. Шарангович¹, *, В. О. Долгирев¹, Д. С. Растрьгин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники”, Томск, Россия

*E-mail: shr@tusur.ru

Поступила в редакцию 29.08.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 29.09.2023 г.

Разработана аналитическая модель дифракции оптического излучения на мультиплексированных многослойных неоднородных дифракционных структурах, сформированных голографическим методом в фотополимеризующихся композициях с нематическими жидкими кристаллами, имеющих плавную оптическую неоднородность по толщине слоев. Путем численного расчета было показано, что при использовании приложенного электрического поля с различной полярностью к дифракционным слоям, а также варьируя азимутом поляризации считывающего пучка, угловая селективность дифрагированного пучка может трансформироваться с существенным смещением угловой селективности, что позволяет увеличить спектральную полосу пропускания в 4 раза по сравнению с обычными многослойными дифракционными структурами.

DOI: 10.31857/S0367676524010029, EDN: SBOFRM

ВВЕДЕНИЕ

В современных исследованиях получают все большее внимание многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры (МНГДС), обладающие особым видом угловой селективности [1–6]. В отличие от стандартных голографических дифракционных структур (ГДС), МНГДС проявляют наличие локальных максимумов, интегрированных в общий контур селективности, который сохраняет сходство с одиночной ГДС [3–6]. Согласно исследованиям из [6–8], изменение отношения толщин дифракционного и буферного слоев, а также их числа может существенно повлиять на форму селективного отклика. Благодаря особенностям МНГДС возможным их применением является использование в качестве ключевых компонентов оптических спектральных фильтров или для генерации последовательности фемтосекундных лазерных импульсов [9–14].

В предыдущих исследованиях [7, 8] было показано, что при воздействии внешнего электрического воздействия на определенные дифракционные слои МНГДС, содержащие фотополимеризующиеся композиции с высокой долей содержания нематических жидких кристаллов (ФПМ-ЖК), возможно

управление видом селективного отклика. Благодаря высокой доле содержания ЖК дифракционный слой по толщине имел оптическую неоднородность, вследствие чего появлялась возможность не только трансформировать селективный отклик на выходе всей структуры, но также смещать его. Таким образом, если рассматривать каждый локальный максимум контура селективности как отдельную полосу пропускания для определенных длин волн, то на основе МНГДС возможно создание электрически управляемых оптических спектральных фильтров с функцией канальной перестройки.

Однако в проведенных исследованиях не было учтено влияние поляризации считывающего излучения и полярности прикладываемого напряжения на дифракционные характеристики МНГДС. Кроме этого, не была рассмотрена возможность считывания мультиплексированных МНГДС с ФПМ-ЖК, что в свою очередь также позволит расширить спектральные характеристики.

Таким образом, основными задачами в данной работе являются разработка новой аналитической модели дифракции оптического излучения на мультиплексированных МНГДС в ФПМ-ЖК и исследование дифракционных характеристик при

зависимостью, что в свою очередь осложняет процесс получения решений для уравнений связанных волн при высокой эффективности дифракции [15]. Однако решение все же может быть найдено, если каждый ФПМ-ЖК слой аппроксимировать параболической функцией вида [14]:

$$\begin{aligned} \Theta^{m,n,n_h}(\vec{r}, \vec{E}) &= \int \Delta \bar{K}^{m,n,n_h}(\vec{r}) d\vec{r} = \\ &= \int (\Delta K^{m,n,n_h} \bar{y}_0) d(\bar{y}_0 y) = \\ &= \Delta K_0^{m,n,n_h} y + \frac{t_y^{n,n_h}}{2} y^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\Delta K_0^{m,n,n_h}$ является проекцией вектора $\Delta \bar{K}^{m,n,n_h}(\vec{r})$ на продольную ось y при $\vec{r} = 0$, а t_y^{n,n_h} определяет параметр аппроксимации, который более подробно описан в работе [15].

Следовательно, если ввести коэффициенты аппроксимации для Θ^{m,n,n_h} каждого дифракционного слоя вида, то:

$$\begin{aligned} \Theta^{m,1,n_h}(y_1, \vec{E}) &= \Theta_n^{n_h} + a_1^{n_h}(\vec{E})y_1 + \\ &+ b_1^{n_h}(\vec{E})y_1^2, \quad \text{при } n = 1, \\ \Theta^{m,n,n_h}(y_n, \vec{E}) &= \Theta^{n-1,n_h} + a_n^{n_h}(\vec{E})y_n + \\ &+ b_n^{n_h}(\vec{E})y_n^2, \quad \text{при } n = 2, \dots, N, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Theta_n^{n_h}$ определяет значение начальной интегральной фазовой расстройки, a^{n_h} и b^{n_h} являются коэффициентами аппроксимации, $y_n = 0 \dots d_n$ является координатой для n -го дифракционного слоя, удовлетворяющая условию дифракции Брэгга $\lambda d_n / \Lambda^2 \geq 1$.

Далее, сравнив выражения (3) и (4), возможно получить, что:

$$\Theta_n^{n_h} = 0, \quad a_n^{n_h}(\vec{E}) = \Delta K_0^{m,n,n_h}, \quad b_n^{n_h}(\vec{E}) = t_y^{n,n_h} / 2, \quad \text{где } n = 1, \dots, N.$$

Таким образом, возникает связь между слоями, которая задается параметром $\Theta^{m,n-1,n_h}$. Следовательно, для того чтобы получить решение для уравнений связанных волн (1), необходимо аппроксимировать параметр Θ^{m,n,n_h} для каждого слоя и определить коэффициенты a_n и b_n из выражения (4). Это возможно сделать путем минимизации интегральной среднеквадратической ошибки аппроксимации [15]:

$$er^{n,n_h}(y) = \frac{1}{d_n} \sqrt{\int_0^{d_n} (\Theta^{m,n,n_h}(y) - \Theta^{m,n,n_h}(y_n, \vec{E}))^2 dy_n},$$

где $\Theta^{m,n,n_h}(y)$ является параметром интегральной фазовой расстройки из (1), а $\Theta^{m,n,n_h}(y_n, \vec{E})$ является аппроксимирующей функцией.

В случае ближней зоны дифракции (рис. 1) выражения световых полей для нулевого и первого дифракционного порядка на выходе мультиплексированной МНГДС могут быть определены как:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1^{n,n_h}(\eta) &= \vec{e}_1^{o,n,n_h} E_1^{o,n,n_h} \times (\eta) \exp[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_1^{o,n,n_h} d\vec{r}] + \\ &+ \vec{e}_1^{e,n,n_h} E_1^{e,n,n_h}(\eta) \exp[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_1^{e,n,n_h} d\vec{r}], \\ \vec{E}_0^{n,n_h}(\xi) &= \vec{e}_0^{o,n,n_h} E_0^{o,n,n_h} \times (\xi) \exp[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_0^{o,n,n_h} d\vec{r}] + \\ &+ \vec{e}_0^{e,n,n_h} \times E_0^{e,n,n_h}(\xi) \exp[-i \int_0^{d_n} \vec{k}_0^{e,n,n_h} d\vec{r}], \end{aligned}$$

где $\xi_0 = \xi$, $\xi_1 = \eta$, ξ_0 , ξ_1 — апертурные координаты.

Для нахождения распределения дифракционного поля в дальней зоне необходимо воспользоваться взаимосвязью пространственных распределений и угловых спектров дифрагирующих пучков [8]:

$$E_j^m(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E_j^m(l) \exp[ik_j^m l \theta] dl,$$

где угол θ определяет ориентацию плосковолновых компонент $E_j^m(\theta)$ в отношении волновых нормалей, а $l = \xi_0, \xi_1$.

Затем, используя матричный метод, можно описать процесс преобразования частотно-угловых спектров взаимодействующих плоских световых волн через всю мультиплексированную МНГДС [6–8]:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{m,N} &= \\ &= (\vec{T}^{m,N,1} + \dots \vec{T}^{m,N,n_h} + \dots + \vec{T}^{m,N,N_h}) \cdot \vec{E}^0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{T}^{m,N,n_h} = \vec{T}^{m,N,n_h} \cdot \vec{A}^{m,N-1} \cdot \vec{T}^{m,N-1,n_h} \cdot \dots \cdot \vec{A}^{m,1}$. $\vec{T}^{m,1,n_h}$ является матричной передаточной функцией всей МНГДС для n_h голограммы, $\vec{E}^{m,N} = \begin{bmatrix} E_0^{m,N}(\omega, \Delta K) \\ E_1^{m,N}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$,

$\vec{T}^{m,n,n_h} = \begin{bmatrix} T_{00}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) & T_{10}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) \\ T_{01}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) & T_{11}^{m,n,n_h}(\omega, \Delta K) \end{bmatrix}$ — матричная передаточная функция для n -го слоя n_h голограммы, $\vec{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \Delta K) \\ 0 \end{bmatrix}$, ω — частота считываемого пучка, ΔK — фазовая расстройка, $\vec{A}^{m,n}$

является матрицей перехода для буферного слоя [8], N_h — количество записанных голограмм.

Компоненты матрицы \vec{T}^{m,n,n_h} определяются как [8]:

$$T_{00}^{m,n,n_h} = -\frac{C_0^{m,n,n_h} C_1^{m,n,n_h} d_n^2}{4v_1 v_0} \times \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{b'} + 1, 2; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

$$T_{10,01}^{m,n,n_h} = -i \frac{C_{1,0}^{m,n,n_h} d_n}{2v_{0,1}} \times \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{b'}, 1; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

$$T_{11}^{m,n,n_h} = -\frac{C_0^{m,n,n_h} C_1^{m,n,n_h} d_n^2}{4v_1 v_0} \times \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m(1-y) + \delta^2 n(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{a} + 1, 2; a \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

где $\Phi(a, b; c)$ является вырожденной гипергеометрической функцией первого рода, $\delta = d_n(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1) / 2v_1$, $\theta_{rj}^{m,n}$ — углы между групповыми нормальными $\vec{N}_{rj}^{m,n}$ и осью y , $\eta_j = \eta_j^{m,n} = \pm \sin \theta_{rj}^{m,n}$,

$$m = \eta(-a + bv_1 / v_0) - i\Delta K' d_n / 2\delta, \quad v_j = v_j^{m,n} = \cos \theta_{rj}^{m,n}, \quad d' = -\sigma^2, \quad m' = \xi(-a' / 2 + b' v_1 / v_0) - i\Delta K' d_n / 2\delta, \quad a' = -i \frac{t_y^2 v_1}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2},$$

$$a = i \frac{t_y^n v_1 v_0}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2}, \quad n' = \frac{b' v_1}{v_0} - \frac{a'}{2},$$

$$b = i \frac{t_y^n v_0^2}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2}, \quad n = \frac{v_1}{v_0} \left(a - \frac{b v_1}{2v_0} \right),$$

$$b' = -i \frac{t_y^n v_1 v_0}{(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1)^2}, \quad \sigma = \frac{C_0^{m,n} C_1^{m,n}}{(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1)^2}.$$

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

При проведении численного расчета дифракционная эффективность (ДЭ) на выходе мультиплексированной МНГДС будет определена по выражению:

$$\eta_d^{m,n}(\vec{E}, \Delta K) = \left[\eta_d^{m,n,1}(\vec{E}, \Delta K) + \dots + \eta_d^{m,n,N_h}(\vec{E}, \Delta K) \right] / N_h, \quad (6)$$

где:

$$\eta_d^{m,n,n_h}(\vec{E}, \Delta K) = \left| E_1^{m,n,n_h}(\vec{E}, \Delta K) \right|^2 / \left(\left| E_1^{m,n,n_h}(\vec{E}, \Delta K) \right|^2 + \left| E_0^{m,n,n_h}(\vec{E}, \Delta K) \right|^2 \right),$$

а элементы $E_{0,1}^{m,n,n_h}(\vec{E}, \Delta K)$ определяются через элементы матрицы \vec{T}^{m,n,n_h} .

Численный расчет будет проведен относительно двухслойной ГДС с однородными профилями показателя преломления, в которой были записаны 2 мультиплексированные дифракционные структуры с углами поворота образца на 10 и минус 10 градусов на длине волны $\lambda = 633$ нм и углами между записывающими пучками. Сам процесс формирования дифракционных структур в данном случае описывается фотополимеризационно-диффузионным механизмом записи. Параметры для моделирования: $\lambda_{\text{read}} = 1431$ нм — длина считывающей волны; $d_n = 15$ мкм — толщина ФПМ-ЖК слоя; $t_n = 4.75$ $d_n = 71.25$ мкм — толщина промежуточного слоя; $n_{\text{с}}^o = 1.535$ и $n_{\text{с}}^e = 1.68$ являются обыкновенными и необыкновенными показателями преломления для ЖК соответственно; $n_p = 1.535$ — показатель преломления для полимера; угол Брэгга для считывающей волны (λ_r) составляет $\theta_b = 45$ градусов.

На рисунках 2 и 3 приведены зависимости ДЭ двухслойной ГДС от длины волны считывающего излучения и приложенного электрического поля на все слои с одинаковой (рис. 2) и разной поляризованностью (рис. 3) при считывании световой волной, поляризация которой соответствует собственным необыкновенным волнам в образце.

Как видно из рисунков 2 и 3, при считывании световой волной с поляризацией, совпадающей с поляризацией собственных необыкновенных волн, и ростом значения прикладываемого внешнего электрического поля угловая селективность мультиплексированной МНГДС также имеет существенное смещение. При одинаковой поляризации прикладываемого электрического поля (рис. 2) происходит смещение угловой селективности в одну сторону со снижением общей ДЭ без трансформации. Наличие

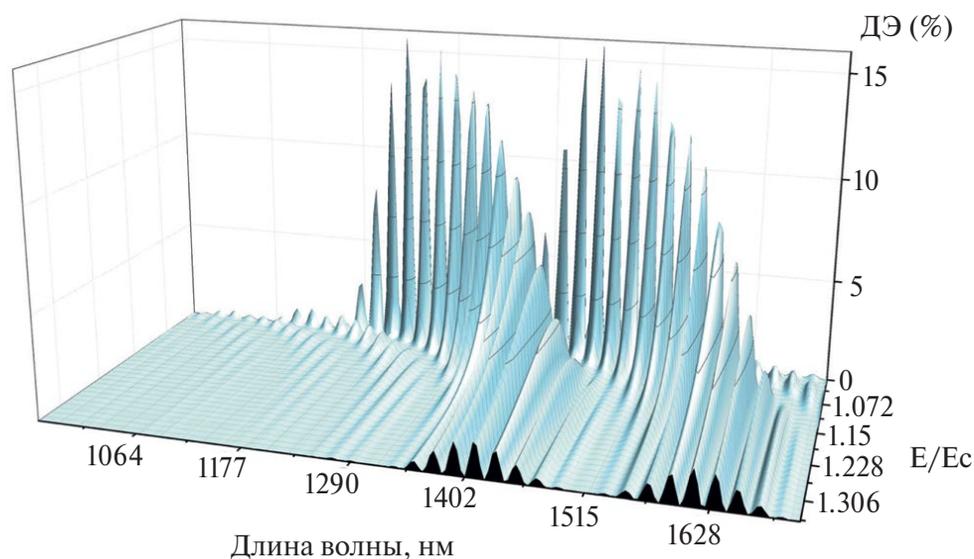


Рис. 2. Зависимость ДЭ мультиплексированной двухслойной ГДС от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с одинаковой поляризостью при считывании на необыкновенных волнах.

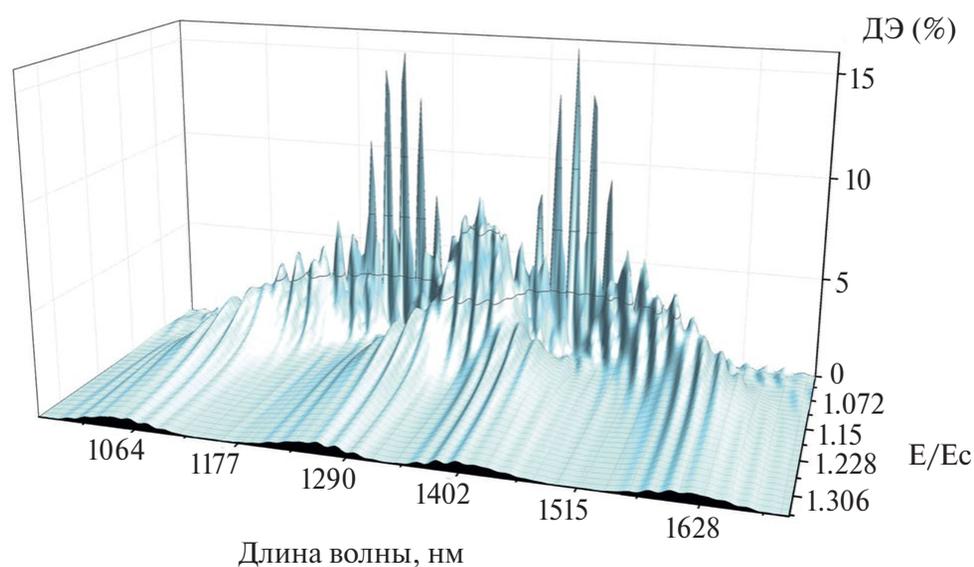


Рис. 3. Зависимость ДЭ мультиплексированной двухслойной ГДС от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с разной поляризостью при считывании на необыкновенных волнах.

двух мультиплексированных голограмм в данном случае позволяет увеличить спектральную пропускную способность в 2 раза по сравнению с обыкновенной МНГДС. Вместе с тем при разной полярности прикладываемого напряжения смещение угловой селективности происходит уже в противоположные стороны с последующей ее трансформацией до вида стандартной ГДС. При этом общая спектральная полоса пропускания

может увеличиться в 4 раза по сравнению со стандартной МНГДС.

На рисунках 4 и 5 приведены зависимости ДЭ двухслойной ГДС от длины волны считывающего излучения и приложенного электрического поля на все слои с одинаковой (рис. 4) и разной полярностью (рис. 5) при считывании линейно поляризованной световой волной с азимутом поляризации 30 градусов.

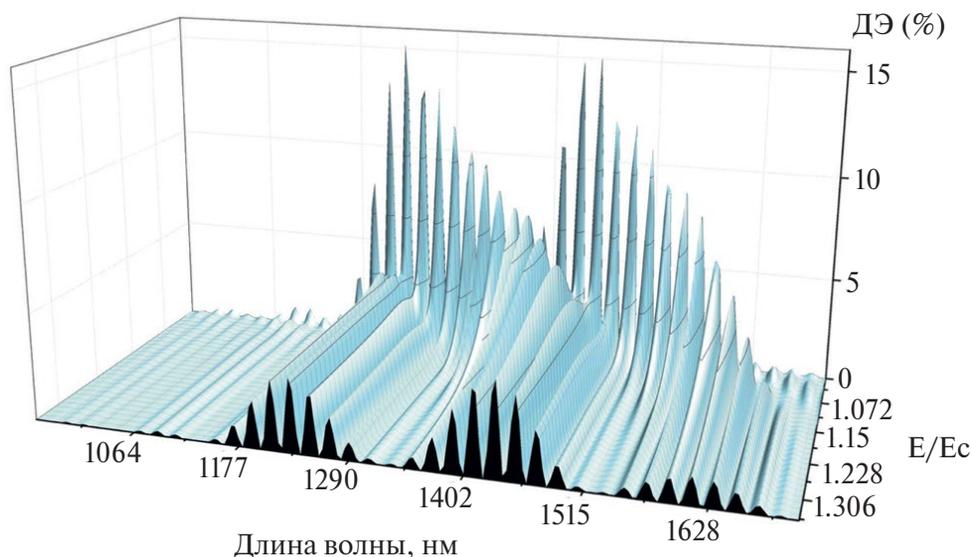


Рис. 4. Зависимость ДЭ мультиплексированной двухслойной ГДС от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с одинаковой поляризованностью при считывании световым излучением с азимутом поляризации 30 градусов.

Как видно из рисунков 4 и 5, при считывании световой волной с поляризацией, частично отличающейся от поляризации собственных необыкновенных волн, происходит дифракция как на обыкновенных, так и на необыкновенных волнах. При дифракции на обыкновенных волнах угловая селективность не претерпевает никаких изменений с ростом прикладываемого внешнего электрического поля. Вместе с тем при дифракции на необыкновенных волнах также присутствует как снижение ДЭ, так и смещение угловой селективности с ростом прикладываемого внешнего электрического поля.

Для случая с одинаковой поляризованностью (рис. 4) сам вид угловой селективности не изменяется, и спектральная полоса пропускания может быть также увеличена до 4 раз по сравнению с обычной МНГДС без эффекта трансформации. Следовательно, при правильном подборе углов записи для дифракционных структур и углов поляризации считываемого излучения можно получить угловую селективность МНГДС, где разница значения ДЭ для локальных максимумов будет не ниже уровня минус 3 дБ. Данную особенность можно рассматривать в качестве инструмента по динамическому увеличению как числа спектральных каналов, так и выравниванию их уровня по интенсивности.

В случае с разной поляризованностью (рис. 5) трансформация угловой селективности наблюдается лишь для необыкновенных волн, что приводит к увеличению спектральной полосы пропускания также в 4 раза, по сравнению с обычной МНГДС,

но с частичной трансформацией селективного отклика.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлена разработанная аналитическая модель дифракции оптического излучения на электрически управляемых мультиплексированных многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах, сформированных в фотополимеризующихся композициях с нематическими жидкими кристаллами, имеющих плавную оптическую неоднородность по глубине слоев.

Выполнено теоретическое исследование дифракционных характеристик мультиплексированной двухслойной голографической дифракционной структуры. Установлено, что при считывании световой волной, поляризация которой совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн, и при одинаковой поляризованности прикладываемого внешнего электрического поля происходит снижение дифракционной эффективности с существенным смещением угловой селективности в одну сторону. А при разной поляризованности смещение угловой селективности происходит в обе стороны с последующей трансформацией, что приводит к увеличению спектральной полосы пропускания в 4 раза по сравнению с обычной многослойной структурой. При считывании световой волной, имеющей поляризацию, отличающейся от поляризации собственных необыкновенных волн, происходит дифракция света как на обыкновенных, так и на необыкновенных

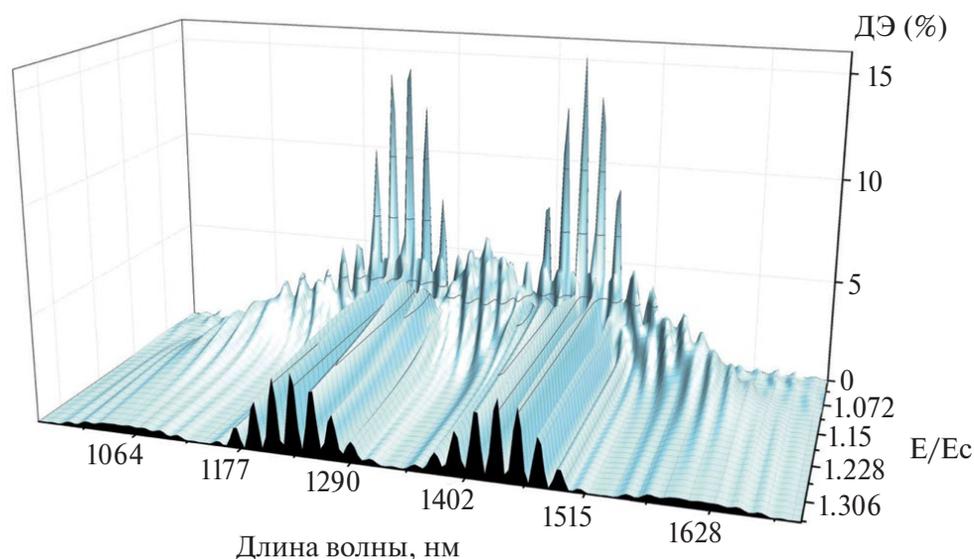


Рис. 5. Зависимость ДЭ мультиплексированной двухслойной ГДС от длины волны считывания и значения прикладываемого напряжения с разной поляризованностью при считывании световым излучением с азимутом поляризации 30 градусов.

волнах. Вследствие чего полоса пропускания может быть увеличена до 4 раз без трансформации селективного отклика при одинаковой поляризованности прикладываемого напряжения и с частичной трансформацией для необыкновенных волн при разной поляризованности.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Malallah R., Li H., Qi Y. et al. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 320.
2. Malallah R., Li H., Qi Y. et al. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2019. V. 36. No. 3. P. 334.
3. Pen E.F., Rodionov M.Yu., Chubakov P.A. // Optoelectron. Instrumen. Data Process. 2017. V. 53. P. 59.
4. Пен Е.Ф., Родионов М.Ю. // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 10. С. 919; Pen E.F., Rodionov M.Yu. // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 10. P. 919.
5. Nordin G.P., Johnson R.V. // J. Opt. Soc. Amer. A. 1992. V. 9. No. 12. P. 2206.
6. Didnik D.I., Semkin A.O., Sharangovich S.N. // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 1745. Art. No. 012018.
7. Шарангович С.Н., Долгирев В.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 35; Sharangovich S.N., Dolgirev V.O. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 1. P. 18.
8. Шарангович С.Н., Долгирев В.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 12; Sharangovich S.N., Dolgirev V.O. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 7.
9. Yan X., Wang X., Chen Y. et al // Appl. Phys. 2019. V. 125. Art. No. 67.
10. Yan X., Gao L., Yang X., Dai Y. // Opt. Express. 2014. V. 22. No. 21. P. 26140.
11. Казанский Н.Л., Хоница С.Н., Карпеев С.В., Порфирьев А.П. // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 7. С. 629; Kazanskiy N.L., Khonina S.N., Karpeev S.V., Porfirev A.P. // Quantum Electron. 2020. V. 50. No. 7. P. 629.
12. Kudryashov S.I. // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 484. P. 948.
13. Pavlov D. // Opt. Lett. 2019. V. 44. No. 2. P. 283.
14. Yan Aimin, Zhi Liren, Liu Yanan et al. // J. Opt. Soc. Amer. A. 2009. V. 26. No. 1. P. 135.
15. Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. // Докл. ТУСУР. 2007. № 2. С. 192.

Research of light diffraction on electrically controlled multiplexed multilayer inhomogeneous holographic diffraction structures based on the photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals

S. N. Sharangovich^{a, *}, V. O. Dolgirev^a, D. S. Rastrygin^a

^aTomsk State University of Control and Radioelectronics Systems, Tomsk, 634050, Russia

**e-mail: shr@tusur.ru*

We presented the developed analytical model of optical radiation diffraction on multiplexed multilayer inhomogeneous diffraction structures formed by the holographic method in photopolymerizing compositions with nematic liquid crystals having smooth optical heterogeneity in the thickness of the layers. By numerical calculation, it was shown that when using an applied electric field with different polarities to the diffraction layers, as well as varying the azimuth of the polarization of the reading beam, the angular selectivity of the diffracted beam can be transformed with a significant shift in angular selectivity, which makes it possible to increase the spectral bandwidth by 4 times compared to conventional multilayer diffraction structures.