

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ СЛОЕ

Г. В. Кулак *, Т. Н. Николаенко, В. Н. Навныко

УДК 535.42/.44

Мозырский государственный педагогический университет им. И. П. Шамякина,
Мозырь, Беларусь; e-mail: g.kulak57@mail.ru

(Поступила 26 июля 2021)

Исследована дифракция света на отражательных голографических решетках в слое, размещенном между покрытием и подложкой, имеющих показатели преломления, отличные от среднего показателя преломления слоя. Установлены существенные отличия коэффициентов отражения и пропускания света, дифрагированного на такой голографической решетке, при изменении амплитуды модуляции показателя преломления слоя от коэффициентов отражения и пропускания отражательных решеток в согласованных структурах. Показано, что при большой ширине слоя, в котором размещается отражательная голографическая решетка, имеет место значительный поворот плоскости поляризации отраженных и прошедших дифрагированных волн при изменении амплитуды модуляции слоя, обусловленный френелевским отражением света на границах слоя.

Ключевые слова: отражательная голографическая решетка, брэгговская дифракция света, коэффициенты отражения и пропускания, азимут поляризации, поляризационные зависимости, амплитуда модуляции света.

We studied the diffraction of light on reflection holographic gratings in a layer placed between the coating and the substrate with refractive indices different from the average refractive index of the layer. The significant differences between the reflection and transmission coefficients of the light diffracted on such a holographic grating with a change in the amplitude of the modulation of the refractive index of the layer, and the reflection and transmission coefficients of reflection gratings in matched structures are established. It is shown that at large widths of the layer with a reflection holographic grating a significant rotation of the polarization plane of the reflected and transmitted diffracted waves takes place when the modulation amplitude of the layer changes. It is due to the Fresnel reflection of light at the boundaries of the layer.

Keywords: reflection holographic grating, Bragg diffraction of light, reflection and transmission coefficients, polarization azimuth, polarization dependencies, light modulation amplitude.

Введение. Для исследования отражения и пропускания света от плоскопараллельного модулированного анизотропного слоя используется система уравнений связанных волн первого порядка для света, дифрагированного в отраженных и прошедших пучках, решение которой найдено численными методами [1]. Граничные эффекты при дифракции света на объемных синусоидальных фазовых решетках отражательного типа исследованы в работе [2]. Показано, что для решеток отражательного типа граничные эффекты могут существенно влиять как на вид угловой зависимости эффективности дифракции вблизи углов брэгговского синхронизма, так и на распределение светового поля в модулированном слое. В [3] приведены компоненты тензора возмущений диэлектрической проницаемости кубического фоторефрактивного кристалла, выраженные через компоненты тензора электрооптических постоянных, фотоупругих постоянных, пьезоэлектрических постоянных, модулей упругости, для различных перспективных срезов кристаллов. Высокое фотоиндуцированное изменение показателя

POLARIZATION FEATURES OF LIGHT DIFFRACTION ON REFLECTIVE HOLOGRAPHIC PHASE GRATINGS IN A PLANE-PARALLEL LAYER

G. V. Kulak *, T. N. Nikolaenko, V. N. Navnyko (Mozyr State Pedagogical University named after I. P. Shamyakin, Mozyr, Belarus; e-mail: g.kulak57@mail.ru)

теля преломления материала среды, регистрирующей голограмму ($\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$), отмечено в работах [4, 5]. Показано, что на основе голографической среды “реоксан” возможна запись высокоэффективных пропускающих и отражательных фазовых голограмм при геометрической толщине слоя материала 0.15—3.00 мм. Однако при этом не учитывалось френелевское отражение световых волн от границ среды [6, 7]. В настоящее время для записи голографических решеток (ГР) широко применяются регистрирующие среды (фотополимеризующие акрилатные композиции, фотохромные среды органического и неорганического типов, фоторефрактивные полимеры и др.), в которых амплитуда модуляции показателя преломления достигает $\Delta n \sim 10^{-2}$ — 10^{-1} [8].

В настоящей работе исследованы особенности отражения и пропускания света плоскопараллельным слоем, модулированным синусоидальной отражательной фазовой решеткой (ФР) голографического типа.

Расчет. Между однородными прозрачными средами с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_3 расположен плоскопараллельный слой толщиной h со средним значением диэлектрической проницаемости ε_2 (рис. 1). Начало системы координат XYZ находится на верхней границе слоя с осью OY , перпендикулярной плоскости падения; модулированный слой расположен между плоскостями $z = 0$ и $z = h$. Перпендикулярно плоскостям слоя размещена голографическая ФР, характеризуемая волновым вектором $\mathbf{K} \parallel Z$. Для синусоидальной ФР распределение диэлектрической проницаемости в слое имеет вид:

$$\hat{\varepsilon}_2(z, t) = \varepsilon_2 + \Delta \hat{\varepsilon} \cos(Kz), \quad (1)$$

где $K = 2\pi/\Lambda$, Λ — пространственный период ФР; $\Delta \hat{\varepsilon}$ — возмущение тензора диэлектрической проницаемости кристаллического слоя под влиянием ФР.

Предположим, что плоская световая волна с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}_1 = \mathbf{e}_x k_{1x} + \mathbf{e}_z k_{1z}$ (где $k_{1x} = k_0 n_1 \sin \phi_1$, $k_{1z} = k_0 n_1 \cos \phi_1$, $k_0 = \omega/c$, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$; $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_z$ — единичные векторы вдоль осей X и Z) имеет произвольную линейную поляризацию относительно плоскости падения XZ и падает на грань $z = 0$ под малым углом ϕ_1 к ее нормали. Угол преломления $\phi_2 = \arcsin \left[\sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2} \sin \phi_1 \right]$. Волновое уравнение для описания световой волны в слое приведено в [9]. Далее ограничимся вариантом дифракции света на ГР в кубических кристаллах и оптически изотропных средах [3—8].

Волновое уравнение для дифрагированного поля световой волны в слое имеет вид [7]:

$$\mathbf{E} = [\mathbf{e}_p A(z) + \mathbf{e}_2 B(z)] \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad (2)$$

где $\mathbf{e}_p$ — единичный вектор поляризации, параллельный плоскости дифракции XZ ; $\mathbf{e}_2$ — единичный вектор, параллельный оси OY . Подставляя (2) в волновое уравнение [7], получаем систему уравнений для комплексных амплитуд $A(z)$ и $B(z)$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dz^2} + k_z^2 A + k_0^2 [\Delta \varepsilon_{pp} A + \Delta \varepsilon_{ps} B] \cos(Kz) &= 0, \\ \frac{d^2 B}{dz^2} + k_z^2 B + k_0^2 [\Delta \varepsilon_{sp} A + \Delta \varepsilon_{ss} B] \cos(Kz) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k_z^2 = k_0^2 n_2^2 - k_x^2$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2}$. Коэффициенты $\Delta \varepsilon_{kl}$ учитывают две ситуации, т. е. справедливы для изотропной дифракции без поворота плоскости поляризации дифрагированной волны и для анизотропной дифракции с поворотом плоскости поляризации. Следует отметить, что анизотропная дифракция может быть реализована на ГР, записанных в фоторефрактивных кубических кристаллах.

При изотропной дифракции на ГР отличны от нуля следующие коэффициенты системы (3): $\Delta \varepsilon_{pp,ss} = \Delta \varepsilon_{p,s}$, где $\Delta \varepsilon_{p,s} = (\mathbf{e}_{p,2} \Delta \hat{\varepsilon} \mathbf{e}_{p,2})$. При рассмотрении анизотропной дифракции следует полагать отличными от нуля $\Delta \varepsilon_{ps} = \Delta \varepsilon_{sp} = \Delta \varepsilon$, где $\Delta \varepsilon = (\mathbf{e}_p \Delta \hat{\varepsilon} \mathbf{e}_2)$. Отметим, что анизотропная дифракция света на ГР возможна в кубических фоторефрактивных кристаллах, например в GaAs [3].

Постоянные распространения (k) дифрагированных волн в слое находим как решение дисперсионного уравнения системы уравнений (3) [6, 7]:

$$k_{1,2} = \frac{K}{2} \left[1 \pm i \frac{1}{2} \sqrt{\eta_s^2 - \delta^2} \right], \quad (4)$$

где $i = \sqrt{-1}$, $\delta = 2\Delta\varphi_2 \tan \varphi_2$, $\eta_s = \Delta\epsilon_s/n_2^2$; $\Delta\varphi_2$ — угловая отстройка от угла Брэгга. В случае дифракции световых волн p -поляризации следует выполнить замены: $s \rightarrow p$, $\eta_p = \eta_s \cos(2\varphi_2)$. При описании анизотропной дифракции в выражении (4) следует положить $\eta_p = \eta_s = \Delta\epsilon_{ps}/n_2^2$.

Вследствие того что дифракция на ГР происходит в условиях френелевского отражения света от границ слоя, для осуществления эффективной объемной дифракции на ГР требуется применять ФР со значительным изменением показателя среды в области слоя по сравнению со средним показателем преломления слоя $n_{cp} \approx n_2$.

Используя условие непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей в слое, а также в областях $z < 0$ и $z > h$ (с показателем преломления подложки $n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$), находим коэффициенты отражения и пропускания дифрагированных волн на границах слоя $z = 0$ и $z = h$. Рассмотрим вариант падения световой волны с азимутом поляризации ψ относительно плоскости дифракции XZ . Коэффициенты отражения R и пропускания T дифрагированных волн определим из соотношений [9, 10]:

$$R = |\Delta_r/\Delta_0|^2 \sin^2 \psi + |\tilde{\Delta}_r/\tilde{\Delta}_0|^2 \cos^2 \psi, \\ T = \frac{n_3 \cos \varphi_3}{n_1 \cos \varphi_1} \left(\left| \frac{\Delta_t}{\Delta_0} \right|^2 \sin^2 \psi + \left| \frac{\tilde{\Delta}_t}{\tilde{\Delta}_0} \right|^2 \cos^2 \psi \right), \quad (5)$$

где

$$\Delta_t = i2k_{1z}(Q_n P_n' - P_n' Q_n'), \\ \Delta_{0,r} = [\pm(P_0' Q_n' - P_n' Q_0') + ik_{1z}(Q_0 P_n' - P_0 Q_n') - ik_{3z}[(Q_0' P_n - P_0' Q_n) + ik_{1z}(Q_0 P_n - P_0 Q_n)], \\ P_0 = [(f^+ / f) - (g^+ / g)e^{ik_1 h}], \quad Q_0 = [(f^+ / f) - (g^+ / g)], \\ P_h = [(f_h^+ / f)e^{-ik_1 h} - (g_h^+ / g)e^{i(\tilde{k} - k_2)h}], \quad Q'_0 = [k_1(f^+ / f) - k_2(g^+ / g)], \\ P'_0 = [K(1 - e^{i\tilde{k}h}) + k_1(f_h^+ / f) + k_1(g_h^+ / g)e^{i\tilde{k}h}], \quad Q_h = [(f_h^- / f)e^{ik_1 h} - (g_h^- / g)e^{ik_2 h}], \\ P'_h = i[Ke^{i(K - k_1)h} - k_1(f_h^+ / f)e^{-ik_1 h} - Ke^{i(\tilde{k} - K - k_2)h} + k_2(g_h^+ / g)e^{i(\tilde{k} - k_2)h}], \\ Q'_h = -i[Ke^{-iKh}(e^{ik_1 h} - e^{ik_2 h}) - k_1(f_h^- / f)e^{ik_1 h} + k_2(g_h^- / g)e^{ik_2 h}], \quad (7)$$

$$f^\pm = 1 + f, \quad g^\pm = 1 + g, \quad f_h^\pm = 1 + fe^{\pm iKh}, \quad g_h^\pm = 1 + ge^{\pm iKh}, \quad \tilde{k} = k_2 - k_1, \quad f(g) = \eta_s / [\delta \mp i\sqrt{\eta_s^2 - \delta^2}],$$

знаком “тильда” обозначены в (5) замены $\eta_s \rightarrow \eta_p$, $n_{1,2} \cos \varphi_{1,2} \rightarrow 1/n_{1,2} \cos \varphi_{1,2}$, которые следует выполнить в выражениях (6), (7).

При изотропной дифракции на ГР (рис. 1) следует полагать $\eta_{s,p} = -\Delta n_{2s,p}/n_2 \cos \varphi_2$, где $\Delta n_{2s} = \Delta n$, $\Delta n_{2p} = \Delta n \cos(2\varphi_2)$, Δn — амплитуда изменения показателя преломления ГР. При анизотропной дифракции на ГР в выражениях (6), (7) $\eta_p = \eta_s = \Delta n/n_2 \cos \varphi_2$.

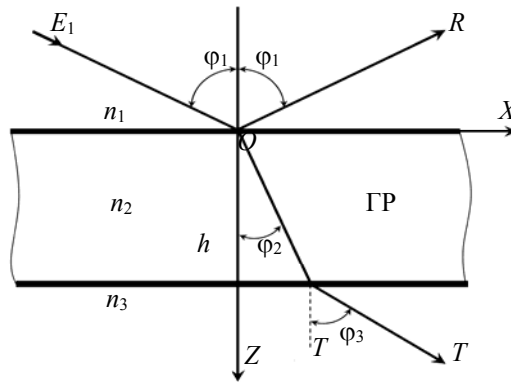


Рис. 1. Схема отражения и пропускания света от голографической решетки, расположенной в плоскопараллельном слое: E_1 — падающая волна; R и T — отраженная и прошедшая волны; n_1 , n_2 и n_3 — показатели преломления покрытия, плоскопараллельного слоя и подложки соответственно; ГР — голографическая решетка

Для прозрачных слоев в условиях, когда средние показатели преломления слоя и окружающих сред одинаковы (согласованные структуры с отсутствием френелевского отражения), отличные от нуля относительные интенсивности дифрагированных волн определяются соотношениями [9]

$$R_{s(p)} = \text{th}^2(k_0 \Delta n_{2s(p)} h / 2 \cos \varphi_1), \quad T_{s(p)} = 1 / \text{ch}^2(k_0 \Delta n_{2s(p)} h / 2 \cos \varphi_1).$$

В отсутствие фазовой модуляции слоя ($\Delta n = 0$) выражения (5) сводятся к формулам Эйри для коэффициентов отражения и пропускания плоскопараллельного слоя [10].

Если падающая световая волна имеет азимут поляризации ψ , то для волны, дифрагированной в нулевой и первый порядок, при наблюдении в отраженном свете происходит поворот плоскости поляризации на угол [10]

$$\psi_r = \arctg \left(\sqrt{|R_s| / |R_p|} \text{tg} \psi \right), \quad (8)$$

при наблюдении в проходящем свете — на угол

$$\psi_t = \arctg \left(\sqrt{|T_s| / |T_p|} \text{tg} \psi \right), \quad (9)$$

где R_s (R_p) — энергетические коэффициенты отражения дифрагированных волн $s(p)$ -поляризации, T_s (T_p) — соответствующие таким волнам коэффициенты пропускания.

Результаты и их обсуждение. Численные расчеты проведены для плоскопараллельного слоя, в котором размещалась ГР на основе среды “реоксан” [4, 5]. Рассмотрен случай изотропной дифракции линейно поляризованного излучения с $\lambda_0 = 0.6328$ мкм для произвольной линейной поляризации падающего света ψ . Зависимости коэффициентов отражения (R_s) и пропускания (T_s) дифрагированной на ГР световой волны в плоскопараллельном слое из реоксана от индуцированного изменения показателя преломления Δn ФР при различных толщинах слоя h представлены на рис. 2, а. Как видно, при дифракции света на ГР в условиях френелевского отражения коэффициенты отражения отличны от нуля при $\Delta n = 0$. Аналогично коэффициенты пропускания не принимают максимального значения ($T_s = 1$). При увеличении Δn и малых $h \leq 0.25$ мм коэффициенты отражения убывают. При $h \geq 1$ мм коэффициент отражения R_s возрастает, коэффициент пропускания T_s убывает, достигая минимального значения. При $\Delta n \geq 0.0004$ имеет место возрастание R_s до максимального значения $R_s = 1$. При этом коэффициент пропускания $T_s = 0$.

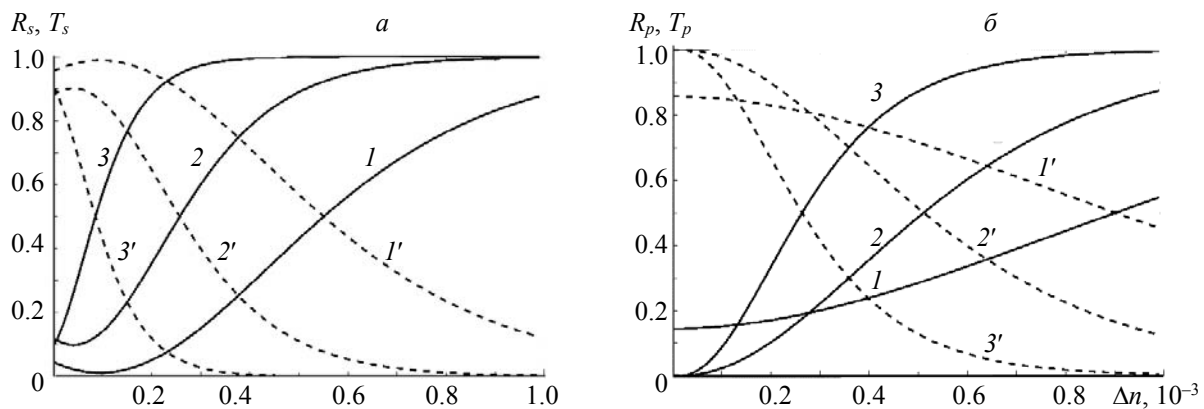


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения (1—3) и пропускания (1'—3') дифрагированной на ГР в плоскопараллельном слое световой волны для падающей s - (а) и p -поляризованной (б) волн от индуцированного изменения показателя преломления Δn при толщине слоя $h = 0.25$ (1, 1'), 0.5 (2, 2'), 1 мм (3, 3') (реоксан, $n_2 = 1.49$, $n_1 = n_3 = 1$, $\lambda_0 = 0.6328$ мкм), $\varphi_1 = 2^\circ$, $\psi = 90^\circ$ (а) и 0° (б)

Коэффициенты отражения и пропускания p -поляризованных волн изменяются аналогично, однако при $h = 1$ мм коэффициенты отражения достигают максимального значения ($R_p = 1$) при $\Delta n \geq 0.0008$. При малых толщинах слоя $h < 0.25$ мм коэффициенты отражения R_p возрастают и коэффициенты пропускания T_p убывают, но не принимают максимального значения при $\Delta n = 0$.

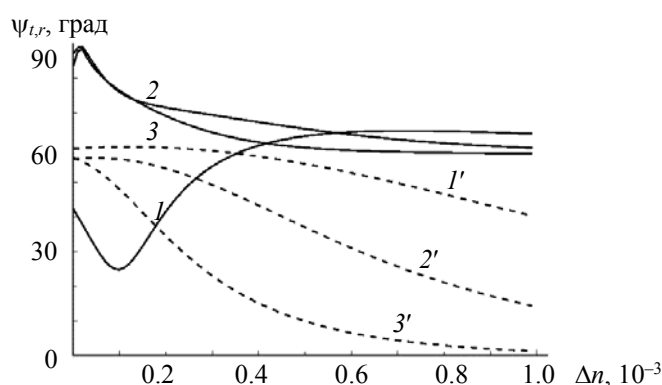


Рис. 3. Зависимость азимута поляризации отраженной (1—3) и прошедшей дифрагированной на ГР световой волны в плоскопараллельном слое (1'—3') от индуцированного изменения показателя преломления Δn при толщине слоя $h = 0.25$ (1, 1'), 0.5 (2, 2'), 1 мм (3, 3') (реоксан, $n_2 = 1.49$, $n_1 = n_3 = 1$, $\lambda_0 = 0.6328$ мкм, $\varphi_1 = 2^\circ$, $\psi = 45^\circ$)

На рис. 3 представлены зависимости азимута поляризации отраженного (ψ_r) и прошедшего (ψ_t) дифрагированного на ГР света от индуцированного изменения показателя преломления Δn слоя. Как видно, вследствие различных коэффициентов отражения и пропускания дифрагированных волн s - и p -поляризации имеет место значительный поворот плоскости поляризации дифрагированной световой волны в отраженном и прошедшем дифракционном порядке. Наибольший поворот плоскости поляризации отраженных волн имеет место для больших ширин слоя $h = 1$ мм в интервале индуцированного изменения показателя преломления $\Delta n = 0—10^{-3}$. Для толщины слоя $h = 0.25$ мм отраженная световая волна испытывает существенный поворот плоскости поляризации в интервале $\Delta n = (0.1—0.5) \cdot 10^{-3}$.

Заключение. В голографических средах с большими значениями индуцированного изменения показателя преломления поляризационные и энергетические характеристики дифрагированного света на голографических решетках в режиме отражения от несогласованного слоя существенно отличаются от обычных зависимостей при дифракции в согласованных структурах, однако могут быть использованы для эффективного считывания голографических решеток. Поляризационные особенности дифракции света на голографических решетках обусловлены в основном особенностями френелевского отражения $s(p)$ -поляризованных составляющих световой волны на границах слоя и могут быть использованы для создания эффективных поляризационно зависимых оптических голографических элементов.

- [1] K. Rokushima, J. Yamakita, S. Mori, K. Tomanaga. IEEE Transact. Microwave Theory Techniq., **35**, N 11 (1987) 937—945
- [2] А. А. Геворгян. Журн. техн. физики, **77**, № 4 (2007) 75—82
- [3] С. М. Шандаров, В. В. Шепелевич, Н. Д. Хатьков. Опт. и спектр., **67**, № 4 (1989) 819—822
- [4] Н. С. Шелехов, О. В. Бандюк, А. П. Попов, А. О. Ребезов. Сб. науч. тр. “Оптическая голография с записью в трехмерных средах”, под ред. Ю. Н. Денисюка, Ленинград, Наука, Ленингр. отд. (1986) 74—82
- [5] А. Н. Попов, А. Ф. Кавтрев, А. В. Вениаминов, Г. И. Лашков. Сб. науч. тр. “Оптическая голография с записью в трехмерных средах”, под ред. Ю. Н. Денисюка, Ленинград, Наука, Ленингр. отд. (1986) 82—91
- [6] Ю. П. Удоев. Опт. и спектр., **84**, № 4 (1998) 635—641
- [7] Г. В. Кулак. Опт. и спектр., **76**, № 6 (1994) 1027—1029
- [8] В. А. Барачевский. Опт. и спектр., **124**, № 3 (2018) 371—399
- [9] А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах, Москва, Мир (1987)
- [10] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Москва, Наука (1973)