Е. А. Горбач, В. В. Шепелевич

ВЛИЯНИЕ ГИРОТРОПИИ ПРИ ЗАПИСИ И СЧИТЫВАНИИ ПРОПУСКАЮЩИХ ГОЛОГРАММ НА ДИФРАКЦИОННУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ

В качестве регистрирующих материалов для записи голограмм могут использоваться оптически активные среды. В работе [1] была рассмотрена задача о влиянии гиротропии при записи пропускающих фазовых голограмм в изотропном плоскопараллельном слое в случае, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы перпендикулярно плоскости падения (азимут поляризации $\psi_0 = 90°$ и угол Брэгга фиксированный $\varphi_0 = 30°$). Показано, что «включение» гиротропии при записи приводит к заметному изменению значения дифракционной эффективности. В [2] изучалась зависимость дифракционной эффективности голограмм от толщины регистрирующего слоя при определенном угле Брэгга в случае, когда гиротропия учитывалась только при считывании. Показано, что «включение» гиротропии при считывании приводит к качественному изменению зависимости дифракционной эффективности от толщины. Однако в этих работах зависимость дифракционной эффективности от угла схождения опорной и предметной волн не исследовалась. Практически отсутствуют публикации по исследованию дифракционной эффективности голограмм в случае, когда влияние гиротропии учитывается как при записи, так и при считывании голограмм.

В рассматриваемой работе исследуется зависимость дифракционной эффективности голограммы от угла Брэгга и толщины слоя одновременно в случае, когда гиротропия «включена» и при записи, и при считывании.

Предположим, что в изотропной прозрачной естественно гиротропной среде записана пропускающая фазовая голографическая решетка. В этом случае уравнения связанных волн имеют вид:

$$
\begin{aligned}
\frac{dR_{\perp}}{dz} &= \alpha_{\varphi} R_{\parallel} + i\kappa_1 S_{\perp}, \\
\frac{dR_{\parallel}}{dz} &= -\alpha_{\varphi} R_{\perp} + i\kappa_2 S_{\parallel}, \\
\frac{dS_{\perp}}{dz} &= i\kappa_1 R_{\perp} + \alpha_{\varphi} S_{\parallel}, \\
\frac{dS_{\parallel}}{dz} &= i\kappa_2 R_{\parallel} - \alpha_{\varphi} S_{\perp},
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

где $R_{\perp}$, $R_{\parallel}$, $S_{\perp}$, $S_{\parallel}$ – комплексные проекции векторных амплитуд $\vec{R}$ и $\vec{S}$ световых волн, распространяющихся внутри гиротропного слоя на направление, перпендикулярное плоскости падения ($\perp$), и на направления $\vec{e}_R$ и $\vec{e}_S$, лежащие в плоскости падения ($\parallel$); $\alpha_{\varphi} = \frac{\alpha}{\cos\varphi_0}$, α – удельное вращение плоскости поляризации, φ_0 – угол Брэгга внутри слоя; $\kappa_1 = \frac{\kappa_0}{\cos\varphi_0}$, $\kappa_2 = \frac{\kappa_0 \cos 2\varphi_0}{\cos\varphi_0}$, $\kappa_0 = \frac{\pi \Delta n}{2\lambda \bar{n}} f(z)$, Δn – амплитуда пространственной модуляции показателя преломления, $\bar{n}$ – усредненный по пространству показатель преломления, λ – длина волны источника излучения, f(z) – модулирующая функция.

Модулирующую функцию для произвольной поляризации можно представить в виде

$$
f(z) = \sqrt{\left[(B + A)\cos u + (D + C)\cos v\right]^2 + \left[(B - A)\sin u + (D - C)\sin v\right]^2}, \quad (2)
$$

где

$$
\begin{aligned}
A &= \frac{(\tau_R + 1)(\tau_S + 1)}{a} \cos^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \\
B &= \frac{(\tau_R - 1)(\tau_S - 1)}{a} \cos^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \\
C &= \frac{(\tau_R + 1)(\tau_S - 1)}{a} \sin^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \\
D &= \frac{(\tau_R - 1)(\tau_S + 1)}{a} \sin^2 \frac{\varphi_R - \varphi_S}{2}, \\
a &= 2\sqrt{(1 + \tau_R^2)(1 + \tau_S^2)},
\end{aligned}
$$

$$u=\left(\frac{1}{\cos\varphi_R}-\frac{1}{\cos\varphi_S}\right)\alpha_\varphi d-\left(\psi_R-\psi_S\right),$$

$$v=\left(\frac{1}{\cos\varphi_R}+\frac{1}{\cos\varphi_S}\right)\alpha_\varphi d-\left(\psi_R+\psi_S\right),$$

τ_R, τ_S – эллиптичности опорной и предметной волн, ψ_R, ψ_S – азимуты поляризации этих волн, φ_R, φ_S – углы, образованные волновыми векторами опорной и предметной волн с нормалью к границе раздела двух сред [3].

Рассмотрим случай, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости падения ($\psi_R=\psi_S=\psi_0=0$, $\varphi_R=-\varphi_S=\varphi_0$, $\tau_R=\tau_S=0$), тогда $f(z)=\cos^2\varphi_0-\sin^2\varphi_0\cos\left(\dfrac{4\pi\alpha d}{\lambda\cos\varphi_0}\right)$ [4].

Учтем коэффициенты Френеля для преломленной волны. Они приводят к уменьшению значения дифракционной эффективности при увеличении угла Брэгга. Для границы воздух-среда коэффициенты Френеля имеют вид

$$T_{\perp 1}=\frac{2\sin\varphi_1\cos\varphi_0}{\sin\left(\varphi_0+\varphi_1\right)},\ T_{\parallel 1}=\frac{2\sin\varphi_1\cos\varphi_0}{\sin\left(\varphi_0+\varphi_1\right)\cos\left(\varphi_0-\varphi_1\right)},\qquad(3)$$

$$\varphi_1=\arcsin\left(\sin\frac{\varphi_0}{n}\right),$$

где φ_0 – угол падения,

φ_1 – угол преломления,

n – показатель преломления среды.

Для границы среда-воздух коэффициенты Френеля имеют вид

$$T_{\perp 2}=\frac{2\sin\varphi_2\cos\varphi_1}{\sin\left(\varphi_1+\varphi_2\right)},\ T_{\parallel 2}=\frac{2\sin\varphi_2\cos\varphi_1}{\sin\left(\varphi_1+\varphi_2\right)\cos\left(\varphi_1-\varphi_2\right)},\qquad(4)$$

$$\varphi_2=\arcsin\left(\sin\varphi_1 n\right),$$

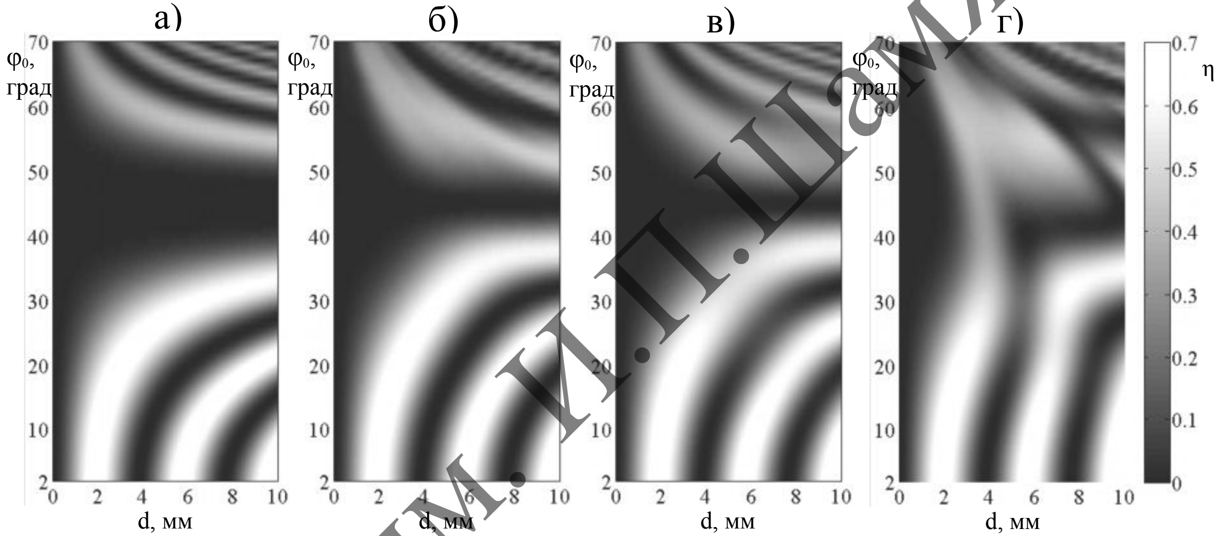
где φ_1 – угол падения,

φ_2 – угол преломления [5].

При моделировании принимаем значение удельного вращения плоскости поляризации $\alpha=0.2165\ \dfrac{\text{рад}}{\text{мм}}$, показатель преломления регистрирующей среды типа реоксан $n=1.5$ [6], длина волны $\lambda=0.6328$ мкм.

Система дифференциальных уравнений (1) решалась методом Рунге-Кутта, а дифракционная эффективность вычислялась по известной формуле [7].

Из рисунка 1 видно, что при увеличении угла схождения от 2º до 40º максимумы дифракционной эффективности в случаях а), б) и в) смещаются в сторону увеличения толщины регистрирующего слоя d, а дифракционная эффективность в области $\varphi_0 = 45º$ обращается в нуль. Это обусловлено тем, что при таком значении φ_0 угол между векторами $\vec{R}$ и $\vec{S}$ получается равным 90º, что приводит к отсутствию видности интерференционных полос при $\psi_0 = 0°$. К тому же область малой дифракционной эффективности при $\varphi_0 \approx 45º$ в отсутствие гиротропии (а) шире соответствующих областей в случаях б) и в), а в диапазоне значений толщины регистрирующего слоя 2 мм $< d < 9$ мм в случае г) вообще отсутствует. Учет гиротропии при записи и считывании (г) приводит к значительным качественным изменениям графика зависимости дифракционной эффективности голограммы от угла φ_0 и толщины регистрирующего слоя d.

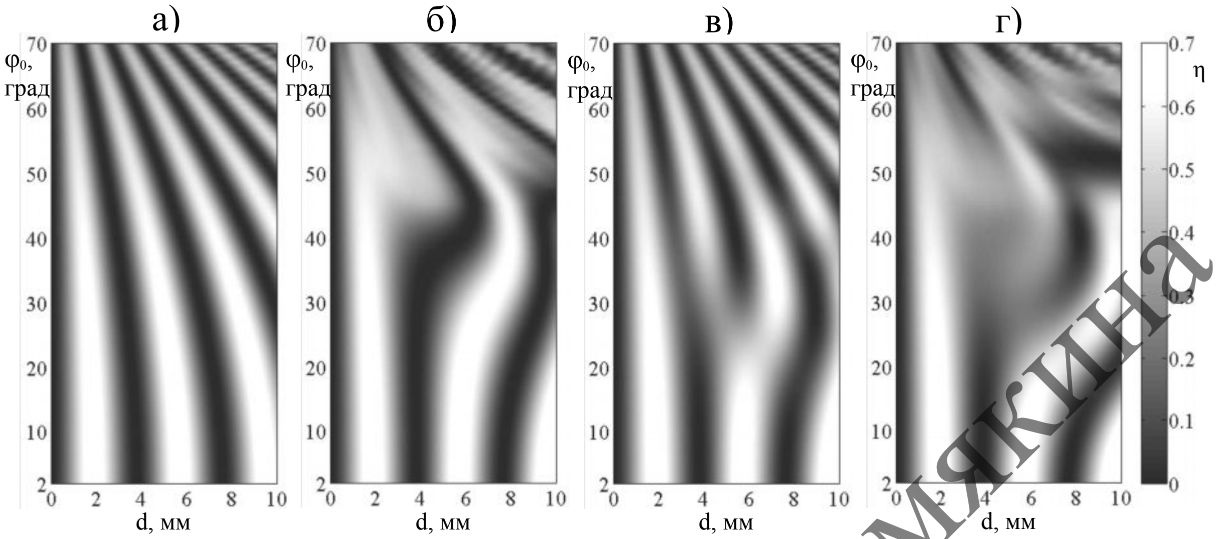


а) – гиротропия не учитывается, б) – гиротропия учитывается при записи, в) – гиротропия учитывается при считывании, г) – гиротропия учитывается при записи и считывании

Рисунок 1 – Зависимость дифракционной эффективности от угла Брэгга φ_0 и толщины слоя d ($\psi_0 = 0°$)

Рассмотрим случай, когда опорная и предметная волны линейно поляризованы в плоскости падения ($\psi_R = \psi_S = \psi_0 = 90°$, $\varphi_R = -\varphi_S = \varphi_0$, $\tau_R = \tau_S = 0$), тогда $f(z) = \cos^2\varphi_0 + \sin^2\varphi_0 \cos\left(\dfrac{4\pi\alpha d}{\lambda\cos\varphi_0}\right)$.

Из рисунка 2 видно, что при увеличении угла Брэгга φ_0 число максимумов дифракционной эффективности при $\varphi_0 = \mathrm{const}$ в случаях а) и в) возрастает. В случаях б) и г) в области $\varphi_0 \approx 45º$ наблюдаются качественные изменения значения дифракционной эффективности, увеличивается диапазон толщин, при которых дифракционная эффективность принимает значения, близкие к максимальным. При малых углах φ_0 до 10º значительных изменений значений дифракционной эффективности не происходит как при наличии гиротропии, так и при ее отсутствии.



а) – гиротропия не учитывается, б) – гиротропия учитывается при записи, в) – гиротропия учитывается при считывании, г) – гиротропия учитывается при записи и считывании

Рисунок 2 – Зависимость дифракционной эффективности от угла Брэгга φ_0 и толщины слоя d ($\psi_0 = 90^o$)

Полученные результаты могут быть использованы для определения оптимальных толщин регистрирующих слоев и углов Брэгга при наличии гиротропии при записи и считывании голограмм.

Литература

1. Шепелевич, В.В. О голографических решетках в гиротропных средах / В.В. Шепелевич // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7, № 23. – С. 1380–1384.

2. Шепелевич, В.В. Дифракция света на объемных голографических решетках, считываемых при включенной гиротропии / В.В. Шепелевич // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 6. – С. 1201–1203.

3. Шепелевич, В.В. Голографические решетки в плоскопараллельном гиротропном слое / В.В. Шепелевич // Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. – Минск : ИФ АН БССР, 1991. – С. 78–82.

4. Шепелевич, В.В. К процессу формирования голографических решеток в плоскопараллельном гиротропном слое / В.В. Шепелевич // Опт. и спектр. – 1983. – Т. 54, № 5. – С. 1064–1071.

5. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф ; пер. с англ. – 2-е изд. – М. : Наука, 1973. – 720 с.

6. Батомункуев, Ю.Ц. Расчет схемы записи цилиндрическими волнами объемного внеосевого голографического оптического элемента / Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков // Автометрия. – 1999. – № 4. – С. 33–38.

7. Kogelnik, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell Syst. Techn. Journ. – 1969. – V. 48, № 9. – P. 2909–2947.