

01; 07

ВЛИЯНИЕ САМОДИФРАКЦИИ ЗАПИСЫВАЮЩИХ ВОЛН НА ДИФРАКЦИОННУЮ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ

В. М. Сердюк

Проводится обобщение теории связанных волн Когельника на случай объемных фазовых голографических решеток, зарегистрированных в средах с нелинейной самодифракцией и слабым поглощением записывающих голограмму волн. На примере фоторефрактивных кристаллов в стационарном приближении исследуется влияние локальной и нелокальной нелинейностей среды на дифракционную эффективность голограммы при последующем ее считывании. Показано, что учет нелокальной нелинейности существенно меняет дифракционные свойства голограммы: с ростом толщины дифракционная эффективность просветных и отражательных голограмм растет, ее предельное значение оказывается меньше единицы, причем ширина кривой селективности голограммы может значительно отличаться от предсказываемой моделью Когельника. В то же время самодифракция записывающих волн на локальной нелинейности проявляется только в сдвиге кривой селективности.

1. При теоретическом описании процесса дифракции света на объемных голографических решетках обычно пренебрегают процессами взаимодействия формирующего голограмму излучения с регистрирующей средой, к числу которых относится поглощение записывающих волн и их самодифракция на голографической решетке [1-3]. Учет этих процессов значительно усложняет теорию, поскольку поглощение и самодифракция вызывают изменение амплитуд записывающих волн и соответственно амплитуды формируемой ими решетки по глубине светочувствительной среды, так что голографическая решетка оказывается неоднородной [3, 4]. В аналитическом виде решение задачи дифракции света на такой решетке до сих пор удавалось записать только для некоторых упрощенных теоретических моделей [5, 6], а в большинстве случаев приходилось прибегать к численному интегрированию исходных уравнений для амплитуд связанных волн [7, 8]. Однако в [9] удалось получить в общем виде аналитическое асимптотическое решение для амплитуд связанных волн в неоднородной объемной решетке. В данной работе на основе полученного в [9] решения применительно к фоторефрактивным кристаллам теоретически исследуется влияние самодифракции и поглощения записывающего излучения и обусловленной ими неоднородности решетки на эффективность последующего восстановления изображения. Фоторефрактивные кристаллы (ниобат и танталат лития, силикат и германат висмута, титанат бария и др.) [3] представляют собой среды, в которых голографическая решетка возникает в процессе записи без дополнительной обработки и потому способна оказывать обратное влияние на записывающее световое поле (эффект самодифракции [4]). Аналогичные процессы имеют место в фотополимеризующихся органических материалах [10], к которым относится перспективная регистрирующая среда реоксан [8], а также, по-видимому, и в других классах регистрирующих сред, требующих дополнительной обработки после записи. В последнем случае указанные процессы могут проявляться как слабая самодифракция записывающих пучков на скрытом голографическом изображении [11].

Следует отметить, что неоднородность голографической решетки в объеме светочувствительного материала может вызываться и неоднородностью про-

странственной структуры световых пучков [2], однако теория эффектов про- странственной неоднородности оптических полей в голографии хорошо разра- ботана и ниже они рассматриваться не будут.

2. Пусть на этапе записи голограммы на фоторефрактивный кристалл с плоскими границами $z=0$ и $z=l$ под одинаковыми углами θ_0 падают две плоские световые волны: объектная $a_S \exp(-i\omega_0 t + ik_S r)$ и опорная $a_R \exp(-i\omega_0 t + ik_R r)$, плоскости падения которых совпадают и которые линейно поляризо- ваны перпендикулярно общей плоскости падения. Пренебрегая несуществен- ными в данном случае явлениями отражения и преломления на границах кри- сталла, предположим, что в результате воздействия светового поля на фото- рефрактивный кристалл в нем наводится объемная фазовая решетка (в линей- ном приближении по интенсивности) [3, 4]

$$\varepsilon(\omega_0, \mathbf{r}) = n^2(\omega_0) \left\{ 1 + 2i \frac{\chi(\omega_0)}{n(\omega_0)} + \sum_{m, n=l, S} \left(\alpha_{L0} + \frac{\alpha_{N0}}{2k} (\mathbf{g} \nabla) \right) a_m a_n^* e^{i(k_m - k_n) \mathbf{r}} \right\}, \quad (1)$$

где n и χ — показатели преломления и поглощения ($|\chi| \ll n$); $k = |k_R| = |k_S| = \omega_0 n(\omega_0) / c$; $\omega_0 = 2\pi / \lambda_0$; $\mathbf{g} = \mathbf{e}_x$ для просветной голограммы, когда запи- сывающие волны падают на кристалл с одной стороны, и $\mathbf{g} = \mathbf{e}_z$ для отражатель- ной голограммы, когда записывающие волны падают на кристалл с разных сторон; α_{L0} и α_{N0} — малые вещественные постоянные.

Слагаемые, пропорциональные α_{L0} в (1), определяют несмещенную решетку, положение которой совпадает с положением интерференционной картины запи- сывающих волн или сдвинуто относительно последней на полпериода в направ- лении вектора решетки ($k_S - k_R$). Эта решетка характеризует так называемый локальный отклик среды на световое поле и возникает вследствие дрейфового механизма фоторефракции [3], а в других средах она может вызываться тепло- вым, электронным и другими механизмами нелинейности [4]. Другая группа слагаемых (1), пропорциональных α_{N0} , определяет смещенную решетку, мак- симумы которой сдвинуты относительно максимумов интерференционной кар- тины на четверть периода. Такая решетка обуславливает нелокальность отклика среды на световое поле и вызывается диффузионным механизмом фоторефрак- ции [3].

Вообще говоря, фоторефрактивные кристаллы — оптически анизотропные среды, анизотропия которых проявляется в тензорном характере отклика на световое поле и в наличии двулучепреломления [3]. Однако в большинстве практически важных случаев, когда поляризационные эффекты не имеют прин- ципиального значения, теоретическое рассмотрение дифракции на анизотроп- ной решетке сводится к модели изотропной решетки (1), в которой n , α_{L0} и α_{N0} оказываются зависящими от поляризации волн, ориентации оптической оси кристалла и структуры его тензора нелинейности [12].

Как известно [4], динамическая самодифракция опорной и объектной волн на нелокальной составляющей голографической решетки приводит к изменению их интенсивностей $I_{S,R} = |a_{S,R}|^2$, а на локальной — фаз $\varphi_{S,R} = \arctg(\text{Im } a_{S,R} / \text{Re } a_{S,R})$ по глубине регистрирующей среды. Для объемной решетки (1) с уче- том поглощения

$$I_R(z) = I_{R0} \frac{1 \pm m_0^2}{1 \pm m^2} e^{-2pz}, \quad I_S(z) = hm^2 I_R(z), \quad (2a)$$

$$\varphi_S(z) - \varphi_R(z) = \frac{(2 \mp 1) \alpha_{L0}}{\alpha_{N0} \sin \theta_0} \ln \left(\frac{m}{1 \pm m^2} \right) + \text{const}, \quad (2b)$$

где $I_{R_0} = I_R(0)$,

$$m = \left(\frac{I_S(z)}{h I_R(z)} \right)^{1/2} = m_0 e^{\pm \Gamma z}, \quad m_0 = m(0), \quad \Gamma = \frac{k}{2} \alpha_{N0} I_{R0} (1 \pm m_0^2), \quad (3)$$

$p = k^2 \chi(\omega_0) / k_{Rz} n(\omega_0)$ — амплитудный коэффициент поглощения световой волны.

Для просветной голограммы (верхние знаки) $Q = \operatorname{tg} \theta_0 \{1 - \exp(-2pz)\}/2p$, $h=1$, $k_{Rz} = k \cos \theta_0$ и постоянная m_0^2 равна отношению интенсивностей записывающих волн на входе голограммы. Для отражательной голограммы (нижние знаки) $Q = z \exp(-pl)$, $h = \exp\{2p(2z-l)\}$; $k_{Rz} = k \sin \theta_0$. В последнем случае решение (2), (3) применимо при малом поглощении

$$k |\alpha_{N0}| I_{S,R} (1 - e^{-p^l})^2 / 4p \ll 1,$$

причем постоянная m_0^2 уже не равна отношению начальных интенсивностей объектной I_{Sb} и опорной I_{R0} волн $m_0^2 = I_{Sb}/I_{R0}$, а является решением трансцендентного уравнения

$$|m_0^2| = m_0^2 \{1 + [\exp(2\Gamma l \exp(-pl)) - 1] / (1 - m_0^2)\}.$$

В частном случае $m_0 = 1$, когда $I_{R0} = I_S(l) \{1 + k\alpha_{N0} I_{R0} l \exp(-pl)\}$, решение (2), (3) для отражательной голограммы принимает вид

$$I_R(z) = I_{R0} e^{-2pz} \{1 + k\alpha_{N0} I_{R0} e^{-p^l z}\}^{-1}, \quad I_S(z) = h I_R(z), \quad m = 1,$$

$$\varphi_S(z) - \varphi_R(z) = -\frac{3\alpha_{L0}}{\alpha_{N0} \sin \theta_0} \ln \{1 + k\alpha_{N0} I_{R0} e^{-p^l z}\} + \text{const.}$$

Как следует из (2), (3), направление перекачки энергии (от опорной волны к объектной или наоборот) зависит от знака α_{N0} , который определяется направлением сдвига решетки [3]: при $\alpha_{N0} < 0$ энергия перекачивается от объектного пучка к опорному, а при $\alpha_{N0} > 0$ происходит обратный процесс усиления объектного пучка за счет опорного [4].

3. Считывание голограммы в фоторефрактивном кристалле излучением той же длины волны λ_0 , что и при записи, приводит, как правило, к ее оптическому стиранию [3]. Поэтому на практике считывание осуществляется световым пучком $A_R \exp(-i\omega t + i\mathbf{K}_R \mathbf{r})$, длина волны λ и угол падения θ которого существенно отличаются от длины волны λ_0 и угла падения θ_0 опорного пучка при записи (обычно $\lambda_0 = 400-600$ нм, $\lambda = 600-1000$ нм) [3]. Вместо решетки (1) считывающее излучение будет воспринимать в кристалле решетку диэлектрической проницаемости

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, \mathbf{r}) = n^2(\omega) \left\{ 1 + 2i \frac{\chi(\omega)}{n(\omega)} + \alpha_L (I_S + I_R) + \right. \\ \left. + (\alpha_L - i\alpha_N \sin \theta_0) (I_S I_R)^{1/2} \exp[i(\varphi_S - \varphi_R) + i(\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R) \mathbf{r}] + \right. \\ \left. + (\alpha_L + i\alpha_N \sin \theta_0) (I_S I_R)^{1/2} \exp[i(\varphi_R - \varphi_S) + i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \mathbf{r}] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Несовпадение величин α_L , α_N (4) с соответствующими величинами α_{L0} , α_{N0} (1) может вызываться несопадением поляризаций опорной волны при записи и считывании голограммы и различием эффективных параметров взаимодействия для различных поляризаций опорной и объектной волн в кристалле [12].

Восстановленная объектная волна $A_S \exp(-i\omega t + i\mathbf{K}_S \mathbf{r})$ возникает вследствие дифракции считывающей опорной волны на решетке (4): $\mathbf{K}_S = \mathbf{K}_R + (\mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R)$. Решетка обуславливает перекачку энергии между этими волнами, т. е. зависимость амплитуд A_S , A_R от координаты z в кристалле [1]. В предположении малости амплитуд решетки (4) и соответственно медленности изменения амплитуд волн $A_{S,R}$ уравнения Максвелла для A_S и A_R в среде с диэлектрической проницаемостью (4) сводятся к системе двух связанных дифференциальных уравнений первого порядка [9]:

$$B'_R = i f (-w B_R + B_S), \quad B'_S = i f (w B_S + B_R), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} B_R = A_R \exp(-i\psi); \quad B_S = A_S (K_{Sz}/K_{Rz})^{1/2} \exp\{-i\psi + \\ + i[\varphi_R - \varphi_S + i \arctg(\alpha_N \sin \theta_0 / \alpha_L)]\}, \\ f(z) = (K^2 \alpha / 2) \{I_R(z) I_S(z) / K_{Rz} K_{Sz}\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi'(z) \\ w(z)f(z) \end{array} \right\} = \frac{K^2}{4k_{sz}} \left\{ \left(1 \pm \frac{K_{sz}}{K_{Rz}} \right) \left[\alpha_L (I_R + I_S) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2ix(\omega)}{n(\omega)} \right] + 2\beta \right\} + \frac{\varphi'_R - \varphi'_S}{2}, \quad (7)$$

$K = |\mathbf{K}_R| = \omega n(\omega)/c$; $\alpha = (\alpha_L^2 + \alpha_N^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2}$; $\beta = (1 - K_S^2/K_R^2)/2 = 2(k/K) \sin \theta_0 \times \times \{\sin \theta - (k/K) \sin \theta_0\}$ — параметр фазовой расстройки, определяемый изменением длины волны и направления распространения опорной волны при считывании; $I_{S,R}$ и $\varphi_{S,R}$ — интенсивности и фазы записывающих волн, определяемые формулами (2).

Согласно [9], решение системы (5) в первом приближении строится путем замены функции $w(z)$ (7) на константу ξ , равную значению этой функции в некоторой точке z_p , а последующие приближения находятся с помощью разложения $w(z)$ в ряд Тейлора в точке z_p по степеням функции $F(z)$, равной интегралу от $f(z)$ (6) по z . Точка z_p должна выбираться из условия минимума среднеквадратичного отклонения величин $w(z)$ и $\xi = w(z_p)$ на интервале $0 \leq z \leq l$

$$\frac{\partial}{\partial z_p} \int_0^l |w(z) - w(z_p)|^2 |f(z)|^2 dz = 0,$$

откуда

$$\xi = w(z_p) = \left(\int_0^l w f^2 dz \right) \left(\int_0^l f^2 dz \right)^{-1}. \quad (8)$$

(В [9] точка z_p и величина ξ определялись несколько иначе, что в итоге дает слишком высокие значения селективности голограммы при больших толщинах).

Тем самым интегрирование системы (5) с коэффициентами f, w (6), (7), зависящими от z , в первом приближении удается свести к интегрированию системы уравнений относительно переменной $F(z)$ с постоянными коэффициентами [9]. Тогда решение дифракционной задачи для голографической решетки (4) с неоднородностью, определяемой формулами (2), оказывается аналогичным решению Когельника [1] для однородной решетки. В пренебрежении поглощением считывающего излучения ($x(\omega) = 0$) дифракционная эффективность η , равная отношению интенсивностей восстановленной объектной волны на выходе и считывающей опорной волны на входе, для просветной голограммы будет равна

$$\eta = \frac{|A_S(l)|^2}{|A_R(0)|^2} = \frac{\sin^2(F\sqrt{1+\xi^2})}{1+\xi^2}, \quad (9)$$

а для отражательной голограммы

$$\eta = \frac{|A_S(0)|^2}{|A_R(0)|^2} = \frac{\text{sh}^2(F\sqrt{1-\xi^2})}{\text{ch}^2(F\sqrt{1-\xi^2}) - \xi^2}, \quad (10)$$

где

$$F = \frac{\gamma K^2 a k_{Rz}}{k^2 a_{N0} K_{Rz} \sin \theta_0} \left\{ \begin{array}{l} \text{arctg} \\ \text{arth} \end{array} \right\} \left(\frac{m_l - m_0}{m_0 m_l \pm 1} \right) \quad (11)$$

— сила голограммы;

$$\xi = \frac{2}{a(m_0 + m_l)} \left[D \frac{\beta}{I_{R0}} \frac{1 + m_l^2}{m_l - m_0} \left\{ \begin{array}{l} \text{arctg} \\ \text{arth} \end{array} \right\} \left(\frac{m_l - m_0}{m_0 m_l \pm 1} \right) + H(m_0 m_l \mp 1) \right] \quad (12)$$

— обобщенная брэгговская расстройка, причем для просветной голограммы берутся верхние символы ($D = 2 / \{1 + \exp(-2pl)\}$; $H = k\alpha_{L0} \cos[\theta/2K \cos \theta_0]$), для отражательной — нижние ($D = \exp(pl)$; $H = (3k\alpha_{L0} \sin \theta/2K \sin \theta_0) - \alpha_L$); $m_l = m(l)$ (3).

Условие применимости приближенных формул (9)–(12), отвечающее малости второго асимптотического приближения для решений системы (5) по сравнению с первым приближением [9], имеет вид

$$|\xi| \frac{K^2 \alpha_L K_{Rz}}{2k^2 \alpha_{N0} K_{Rz} \sin \theta_0} \frac{|1 \pm m_p^2|}{m_p} \left\{ \frac{\arctg^2}{\operatorname{arth}^2} \right\} \left(\frac{m_p - m_0}{m_0 m_p \pm 1} \right) \ll 1,$$

где $m_p = m(l/2)$. При небольших l оно эквивалентно следующему условию: $K\alpha(\Gamma l)^2 |\xi| / (4k\alpha_{N0} \sin \theta_0) \ll 1$.

4. Обычно при записи и считывании голограмм в зависимости от конкретных условий заметно проявляется только один какой-то механизм нелинейности (1), определяющий локальный или нелокальный отклик регистрирующей среды на световое поле [3, 4]. В случае чисто локального отклика ($\alpha_{N0} = \alpha_N = 0$, $G=0$) из (11), (12) следует, что для просветных голограмм

$$F = \frac{K\mu}{2 \cos \theta} \frac{1 - e^{-2pl}}{2p}, \quad \xi = \frac{1}{\mu} \left\{ \frac{2\beta}{1 + e^{-2pl}} + \frac{k\alpha_{L0} \cos \theta}{2K \cos \theta_0} (I_S - I_R) \right\}, \quad (13a)$$

и для отражательных

$$F = \frac{K\mu}{2 \sin \theta} l e^{-pl}, \quad \xi = \frac{1}{\mu} \left\{ \beta e^{pl} + \left(\alpha_L - \frac{3k\alpha_{L0} \sin \theta}{2K \sin \theta_0} \right) (I_S + I_R) \right\}, \quad (13б)$$

где $\mu = \alpha_L (I_S I_R)^{1/2}$.

Точное выполнение условий Брэгга отвечает максимальному значению дифракционной эффективности (9), (10) в зависимости от направления падения считывающей волны (параметра β). Оно достигается при $\xi=0$, т. е. при $\beta = \beta_B$, где

$$\begin{aligned} \beta_B &= \frac{k\alpha_{L0} \cos \theta}{4K \cos \theta_0} (I_R - I_S) (1 + e^{-2pl}) \text{ и } \beta_B = \\ &= \left(\frac{3k\alpha_{L0} \sin \theta}{2K \sin \theta_0} - \alpha_L \right) (I_S + I_R) e^{-pl} \end{aligned}$$

для просветных и отражательных голограмм.

Эти формулы описывают известный эффект сдвига контура селективности голограммы в средах с локальным откликом ($\beta_B \neq 0$) [6], который объясняется изменением разности фаз φ записывающих волн (2б) по глубине голограммы. Следует отметить, что вследствие поглощения величина этого сдвига оказывается зависящей от толщины голограммы l , поскольку изменение фаз при самодифракции (2б) определяется интенсивностями записывающих волн [4], которые в свою очередь также меняются по глубине при наличии поглощения.

В остальном свойства фазовых голограмм с локальными механизмами самодифракции совершенно аналогичны свойствам фазовых голограмм без самодифракции записывающих волн [9]. При прочих равных условиях величина силы голограммы F (13) для этих двух случаев оказывается одинаковой; одинакова будет и полуширина брэгговского пика $\Delta\beta$ [9], которая характеризует селективные свойства объемных голограмм по направлению распространения и частоте считывающей волны. Она равна разности значений параметра β , отвечающих первому минимуму функции $\eta(\beta)$ (9), (10) и основному максимуму, и определяет угловое разрешение объемной голограммы $\Delta\theta = \Delta\beta / \sin(2\theta_B)$, где $\theta_B = \arcsin \{ \beta_B K / (2k \sin \theta_0) + (k/K) \sin \theta_0 \}$ — брэгговский угол считывания. Из (9), (10), (13) следует, что

$$\Delta\beta = \mu \frac{1 + e^{-2pl}}{2} \sqrt{\frac{\pi^2}{F^2} - 1} \text{ и } \Delta\beta = \mu e^{-pl} \sqrt{\frac{\pi^2}{F^2} + 1} \quad (14)$$

для просветных и отражательных голограмм. В отличие от [9] благодаря более корректному выбору аппроксимирующей константы ξ (8) в уравнениях (5) величина $\Delta\beta$ (14) для просветной голограммы не стремится к нулю при $l \rightarrow \infty$ и $p \neq 0$, что вполне согласуется с ограниченностью эффективной толщины просветной голограммы с сильным поглощением записывающих волн [5, 9].

5. Рассмотрим теперь фотодифрактивные кристаллы с нелокальным откликом на световое поле ($\alpha_{L0} = \alpha_L = 0$). Из (9), (10), (12) следует, что здесь условием брэгговского считывания является равенство нулю параметра β ($K \sin \theta = k \sin \theta_0$). В этом случае дифракционная эффективность просветной и отражательной голограммы (9), (10) будет равна

$$\eta_{\text{просв}} = \sin^2 \left\{ \frac{K a_N \cos \theta_0}{k a_{N0} \cos \theta} \operatorname{arctg} \left(m_0 \frac{\exp(\Gamma Q) - 1}{1 + m_0^2 \exp(\Gamma Q)} \right) \right\}, \quad (15a)$$

$$\eta_{\text{отр}} = \operatorname{th}^2 \left\{ \frac{K^2 a_N}{k^2 a_{N0}} \operatorname{arth} \left(m_0 \frac{1 - \exp(-\Gamma Q)}{1 - m_0^2 \exp(-\Gamma Q)} \right) \right\} \quad (15b)$$

$$(Q = Q(l)).$$

В зависимости от толщины l максимальное значение η (15) определяется максимумом $Q(l)$: $Q_{\max} = \operatorname{tg} \theta_0 / 2p$ при $l \rightarrow \infty$ для просветной голограммы и $Q_{\max} = 1/pe$ при $l = 1/p$ для отражательной голограммы [9]. В случае больших l и $p \rightarrow 0$

$$\eta_{\text{просв}} \rightarrow \sin^2 \left\{ \frac{K a_N \cos \theta_0}{k a_{N0} \cos \theta} \operatorname{arctg} (m_0^{-1}) \right\}, \quad (16a)$$

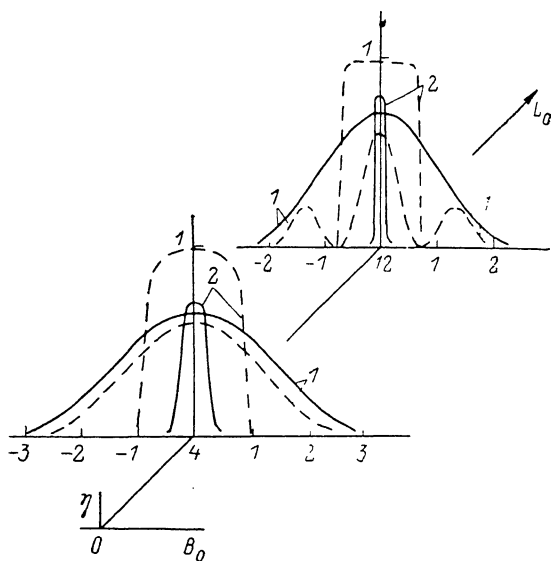
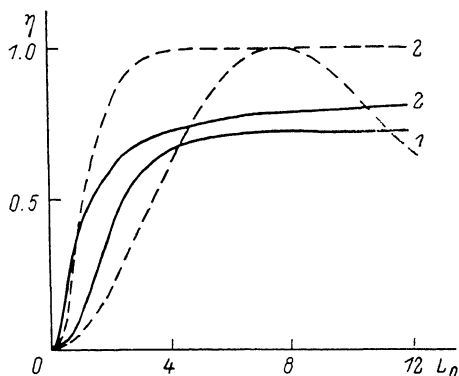


Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности просветной ($\theta_0 = 17^\circ$) (1) и отражательной ($\theta_0 = 54^\circ$) (2) голограммы от ее толщины (параметра $L_0 = k a_N (I_{Sb} I_{R0})^{1/2} l / 2$) с учетом самодифракции запишывающих волн на нелокальной нелинейности ($\alpha_N = \alpha_{N0} > 0$) (сплошные линии) и без учета самодифракции ($\alpha_{N0} = 0$) (штриховые линии) при точном выполнении условий Брэгга и $I_{Sb}/I_{R0} = 1/9$, $pl/L_0 = 1/40$, $K/k = 0.51/0.63 = 0.81$.

Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности просветной ($\theta_0 = 17^\circ$) (1) и отражательной ($\theta_0 = 54^\circ$) (2) голограммы от фазовой расстройки β (параметра $B_0 = \beta/a_N \times \times (I_{Sb} I_{R0})^{1/2}$) с учетом самодифракции запишывающих волн на нелокальной нелинейности ($\alpha_N = \alpha_{N0} > 0$) (сплошные линии) и без учета дифракции ($\alpha_{N0} = 0$) (штриховые линии) при $I_{Sb}/I_{R0} = 1/9$, $pl/L_0 = 1/40$, $K/k = 0.81$ для двух различных значений параметра $L_0 = = k a_N (I_{Sb} I_{R0})^{1/2} l / 2 = 4$ и $L_0 = 12$.

$$\eta_{\text{отр}} \rightarrow \operatorname{th}^2 \left\{ \frac{K^2 a_N}{k^2 a_{N0}} \operatorname{arth} \left(\frac{1 \mp 1}{2} + m_0^2 \right)^{\mp 1/2} \right\} \quad (16b)$$

(знак минус при $\alpha_{N0} > 0$, плюс при $\alpha_{N0} < 0$).

Обычно $\alpha_N \approx \alpha_{N0}$, $K/k \approx \lambda_0/\lambda < 1$, поэтому предельное значение дифракционной эффективности просветных (16a) и отражательных (16b) голограмм оказывается меньше единицы (рис. 1). Этот результат является следствием того факта, что направление перекачки энергии при самодифракции на нелокальной нелинейности не зависит от интенсивности пучков [3], так что при $l \rightarrow \infty$ одна из

записывающих волн усиливается до конечного предела, а вторая ослабляется до нуля [4]. Тогда амплитуда голографической решетки $\alpha \{I_S(z) I_R(z)\}^{1/2}$ стремится к нулю при больших z , поэтому эффективный вклад в восстановление объектной волны будет вносить не вся толщина голограммы, а только ее конечная часть. Однако при малых значениях l неодинаковые интенсивности записывающих волн в процессе распространения по кристаллу могут выравняться из-за самодифракции [4], что приводит к увеличению амплитуды решетки и более высоким значениям дифракционной эффективности, чем в отсутствие самодифракции (рис. 1). Поэтому для достижения высоких значений дифракционной эффективности следует выбирать такую геометрию эксперимента, при которой перекачка энергии происходит от более интенсивной записывающей волны к менее интенсивной. Поскольку на практике обычно более интенсивной является опорная волна ($I_{Sb} \ll I_{R0}$), то оптимальным является случай $\alpha_{N0} > 0$.

Исследуем теперь селективные свойства неоднородных голограмм с нелокальным откликом в сравнении с однородными голограммами без самодифракции при записи. Эти свойства, согласно (5)–(7), определяются отношением величины фазовой расстройки β к величине параметра f (6), который характери-

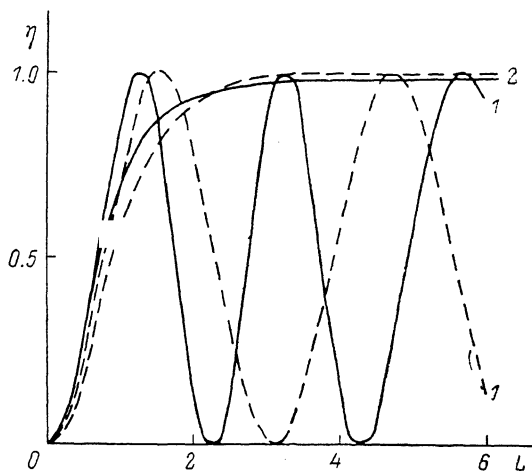


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности просветной ($\theta_0 = 17^\circ$) (1) и отражательной ($\theta_0 = 54^\circ$) (2) голограммы от ее толщины (параметра $L = K\alpha_L (I_{Sb} I_{R0})^{1/2} l/2$) с учетом самодифракции записывающих волн на локальной нелинейности ($\alpha_{N0} = 0$) (штриховые линии) и на решетке смешанного отклика ($\alpha_L = \alpha_{L0} = 3\alpha_N = 3\alpha_{N0} > 0$) (сплошные линии) при $\xi = 0$ и $I_{Sb}/I_{R0} = 1/5$, $pl/L = 0.01$, $K/k = 0.81$.

зует взаимодействие дифракционных волн в голограмме. Для просветных (при $\alpha_{N0} < 0$) и отражательных при $\alpha_{N0} > 0$ неоднородных голограмм, согласно (2), (6), величина f оказывается меньше величины f_0 однородной решетки при прочих равных условиях, поэтому одинаковые значения β/f здесь достигаются при меньших величинах фазовой расстройки β и такие неоднородные голограммы будут более селективными, чем однородные. Напротив, для просветных при $\alpha_{N0} > 0$ и отражательных при $\alpha_{N0} < 0$ неоднородных голограмм имеет место обратное соотношение $f > f_0$, так что эти неоднородные голограммы будут менее селективными, чем однородные (рис. 2). Полуширина брэгговского пика для просветной и отражательной голограмм из (9), (10), (12) определится следующим образом:

$$\Delta\beta = \alpha I_{R0} \frac{m_0 + m_1}{2D} \frac{m_1 - m_0}{1 \pm m_1^2} \sqrt{\frac{\pi^2}{F^2} \mp 1} \left\{ \begin{array}{l} \text{arctg} \\ \text{arth} \end{array} \right\}^{-1} \left(\frac{m_1 - m_0}{m_0 m_1 \pm 1} \right).$$

6. Для фоторефрактивных кристаллов нередко имеет место более общий случай смешанного отклика на световое поле, когда амплитуда несмещенной решетки (1), (4), определяемая локальными механизмами фоторефракции, много больше амплитуды смещенной решетки, определяемой нелокальными механизмами [3]. Обычно считается, что вкладом последних для этого случая можно пренебречь и учитывать только локальные механизмы фоторефракции. Однако при наличии самодифракции записывающего излучения локальные и нелокальные механизмы определяют изменение различных параметров световых волн: локальные — фаз, нелокальные — интенсивностей и, как показано выше, по-разному влияют на дифракционную эффективность голограммы при последующем считывании. Поэтому пренебрегать вкладом нелокальных механизмов в самодифракцию записывающих пучков и дифракционную эффективность

голограммы не следует даже тогда, когда результирующий вклад этих механизмов в амплитуду голографической решетки (4) много меньше вклада локальных механизмов нелинейности. В качестве доказательства этого утверждения приведем результаты расчетов дифракционной эффективности просветных и отражательных голограмм по формулам (9)—(13) для случаев $\alpha_{L0} = \alpha_L = 3\alpha_{N0} = 3\alpha_N$ ($\alpha = (\alpha_L^2 + \alpha_N^2 \sin^2 \theta_0)^{1/2} \approx \alpha_L$) (смешанный отклик) и $\alpha_{N0} = \alpha_N = 0$ (чисто локальный отклик) (рис. 3, 4). Слабый нелокальный отклик несколько изменяет зависимость η от толщины голограммы l (для просветной голограммы сильнее, чем для отражательной) (рис. 3), но значительно заметнее он сказывается на селективных свойствах голограммы: меняется не только полуширина брэгговского пика, но и его положение, которое определяет условия брэгговского считывания объемных голографических решеток (рис. 4). Наличие провала в одной из кривых селективности не связано с самодифракцией и обусловлено одним общим

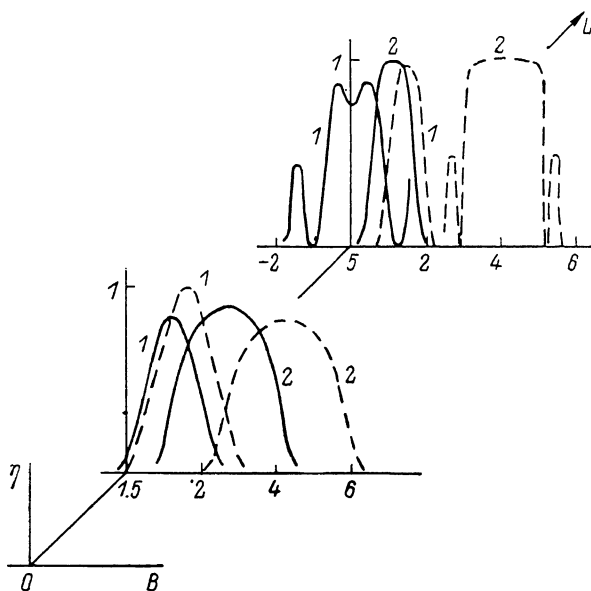


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности просветной ($\theta_0 = 17^\circ$) (1) и отражательной ($\theta_0 = 54^\circ$) (2) голограммы от фазовой расстройки β (параметра $B = \beta/\alpha_L (I_{sb} I_{R0})^{1/2}$) с учетом самодифракции записывающих волн на локальной нелинейности ($\alpha_{N0} = 0$) (штриховые линии) и на решетке смешанного отклика ($\alpha_L = \alpha_{L0} = 3\alpha_N = 3\alpha_{N0} > 0$) (сплошные линии) для двух различных значений параметра $L = K\alpha_L (I_{sb} I_{R0})^{1/2}/2 = 1.5$ и $L = 5$ при $I_{sb}/I_{R0} = 1/9$, $pl/L = 0.01$, $K/k = 0.81$.

свойством просветных голограмм: при очень больших l , когда сила голограммы $F > \pi$, значение $\xi = 0$ будет отвечать уже не максимуму функции $\eta(\xi)$ (9), как при $F < \pi$, а локальному минимуму, тогда как максимумы будут соответствовать значениям $\xi = \pm \{(\pi + 1.35)^2/F^2 - 1\}^{1/2}$.

Таким образом, самодифракция записывающих голограмму пучков на локальной и особенно нелокальной нелинейностях и фоторефрактивных кристаллах существенно влияет на дифракционные свойства объемных голограмм. Для кристаллов с нелокальной нелинейностью в сравнении с регистрирующими средами без самодифракции имеет место явная зависимость дифракционной эффективности η от начального отношения интенсивностей записывающих пучков и меняется характер зависимости η от толщины кристалла: как для просветной, так и для отражательной голограммы дифракционная эффективность растет с ростом толщины, но ее предельное значение оказывается меньше единицы. Меняются и селективные свойства: в зависимости от геометрии записи голограммы с самодифракцией могут быть более или менее селективными, чем голограммы без самодифракции, тогда как единственная особенность регистрирующих сред с локальной нелинейностью состоит в изменении условий брэгговского

считывания голограммы. В случае же смешанного отклика кристалла на световое поле слабая нелокальная нелинейность способна через самодифракцию записывающих волн значительно влиять на дифракционную эффективность даже тогда, когда ее вклад в амплитуду голографической решетки мал по сравнению со вкладом локальной нелинейности.

Список литературы

- [1] *Kogelnik H.* // Bell Syst. Techn. J. 1969. Vol. 48. N 9. P. 2909—2947.
- [2] *Зельдович Б. Я., Шкунов В. В., Яковлева Т. В.* // УФН. 1986. Т. 149. № 3. С. 511—549.
- [3] *Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 272 с.
- [4] *Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С.* // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 113—137.
- [5] *Kermish D.* // J. Opt. Soc. Amer. 1969. Vol. 59. N 11. P. 1409—1414.
- [6] *Суханов В. И., Петников А. Е., Ащулов Ю. В.* // Оптическая голография. Л.: Наука, 1983. С. 56—64.
- [7] *Owen M. P., Solytar L.* // Opt. Commun. 1980. Vol. 34. N 3. P. 321—326.
- [8] *Зельдович Б. Я., Лернер П. Б.* // Квант. электр. 1983. Т. 10. № 3. С. 1764—1770.
- [9] *Сердюк В. М.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 7. С. 1341—1349.
- [10] *Гвоздовский В. Т., Козенков В. М., Барачевский В. А., Передереева С. И.* // Новые регистрирующие среды для голографии. Л.: Наука, 1983. С. 101—109.
- [11] *Соболев Г. А., Гирина М. Г.* // Регистрирующие среды для голографии. Л.: Наука, 1975. С. 88—98.
- [12] *Сердюк В. М., Хапалюк А. П.* // Квант. электр. 1986. Т. 13. № 1. С. 147—158.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
им. А. Н. Севченко
Белорусского государственного университета
им. В. И. Ленина
Минск

Поступило в Редакцию
12 июня 1987 г.
В окончательной редакции
29 июня 1988 г.