

УДК 535.42 : 778.38

ТЕОРИЯ СВЯЗАННЫХ ВОЛН ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

В. М. Сердюк

В плосковолновом приближении для объектного и опорного световых пучков проводится обобщение теории связанных волн Когельника на случай неоднородных по глубине голографических дифракционных решеток с неоднородностью, обусловленной воздействием регистрирующей среды на записывающие голограмму волны (поглощение, самодифракция). Решение системы дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами для амплитуд дифракционных волн в голограмме строится в виде асимптотических рядов путем разложения этих коэффициентов в ряды Бурмана—Лагранжа. Полученное решение используется для изучения дифракционных свойств просветных и отражательных голографических решеток при наличии поглощения записывающих волн. Показано, что поглощение существенно меняет характер зависимости дифракционной эффективности фазовых и амплитудных голограмм от их толщины, заметно влияет на селективные свойства голографических решеток и обуславливает изменение условий брэгговского считывания фазовой отражательной голограммы при изменении ее толщины.

1. Основой современной теории дифракции световых волн на объемных голографических решетках является теория связанных волн Когельника [1, 2]. При всех своих достоинствах эта теория, а также многие ее обобщения [3-5] обладают одним существенным недостатком: они фактически не учитывают процессов воздействия регистрирующей среды на записывающее излучение. Наиболее общим из таких процессов является поглощение, поскольку изменение показателя преломления или поглощения светочувствительной среды вследствие фотохимических или фотофизических процессов требует затрат энергии светового излучения и приводит к уменьшению интенсивности записывающих волн по глубине регистрирующего материала. Другим примером может служить процесс динамической самодифракции записывающих пучков [6], который наблюдается в средах, изменяющих свои оптические свойства в процессе экспозиции без дополнительной обработки, и который представляет собой явление нелинейной дифракции световых волн на формируемой ими же голографической решетке.

Следовательно, воздействие регистрирующей среды на записывающие голограмму волны приводит к изменению амплитуд этих волн по глубине светочувствительного материала. Амплитуда формируемой ими решетки тоже изменяется, так что голографическая решетка оказывается неоднородной по глубине регистрирующей среды. Для сред малой толщины или с очень малой амплитудой решетки, которые широко применялись в голографии до недавнего времени, эффекты неоднородности голограммы проявляются слабо и в первом приближении ими можно пренебречь. Теория Когельника [1] исходит именно из такого приближения и предполагает постоянство амплитуд записывающих волн по глубине светочувствительного материала. Однако в последнее время в связи с внедрением в практику новых регистрирующих сред для голографии, например реоксана [7], которые могут обладать достаточно большой рабочей толщиной (до 1 мм и более), исследование эффектов неоднородности голографических решеток становится актуальной задачей. В таких толстых слоях наличие даже слабого поглощения или самодифракции при записи голограммы существенно влияет на интенсивность восстановленного изображения [8].

Имеется довольно много работ, в которых предпринимались попытки обобщить теорию связанных волн [1] на случай неоднородных голографических решеток (см., например, [8-13]). Однако они сводились либо к получению довольно громоздких формул, с трудом поддающихся исследованию [9], либо вообще к численному интегрированию исходных дифференциальных уравнений [10, 11], либо к рассмотрению упрощенного случая точного выполнения условий Брэгга [8, 12, 13], который не позволяет исследовать селективные свойства неоднородных решеток. Между тем учет этих свойств имеет принципиальное значение для разработки объемных голографических запоминающих устройств [2].

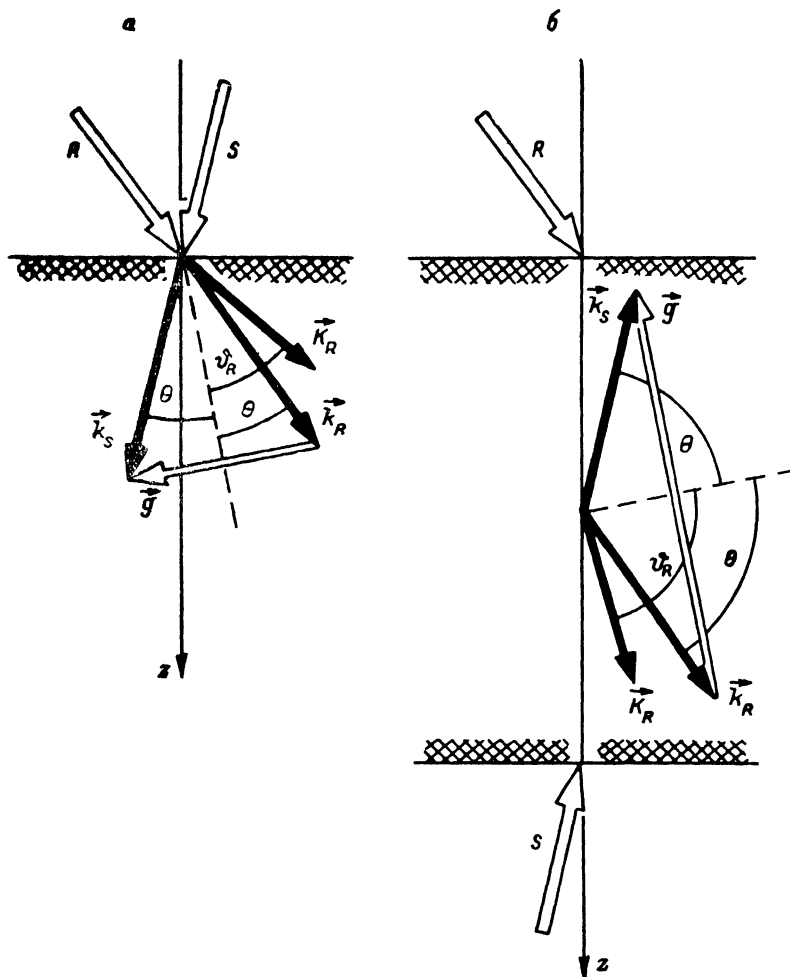


Рис. 1. Запись и считывание просветных (а) и отражательных (б) голографических решеток.

Целью данной работы является построение приближенной теории дифракции световых волн на объемных голографических решетках с неоднородностью, обусловленной воздействием регистрирующей среды на записывающие волны (поглощение, самодифракция). Необходимо отметить, что неоднородность голографической решетки в объеме светочувствительного материала может вызываться также неоднородностью пространственной структуры световых полей (спекл-структурой) [3, 4]. Однако последняя причина в отличие от поглощения и самодифракции не связана с воздействием регистрирующей среды и обусловлена структурой самого записывающего поля. К тому же теория эффектов пространственной неоднородности световых пучков в голографии хорошо разработана [3-5], так что в данной работе эти эффекты рассматриваться не будут.

2. Пусть при записи голограммы на регистрирующую среду с плоскими границами $z=0$ и $z=l$ падают две плоские световые волны (рис. 1): объектная $\mathbf{a}_S \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_S \mathbf{r})$ и опорная $\mathbf{a}_R \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_R \mathbf{r})$ с частотой ω_0 , лежащей вблизи линии поглощения светочувствительного материала. Будем пренебрегать несущественными для дальнейшего явлениями отражения и преломления на границах среды. Тогда суммарное экспозиционное поле внутри регистрирующего материала представится в виде

$$\mathbf{E}_e = e^{-i\omega_0 t} (\mathbf{a}_S e^{p_S z} e^{i\mathbf{k}_S \mathbf{r}} + \mathbf{a}_R e^{-p_R z} e^{i\mathbf{k}_R \mathbf{r}}), \quad (1)$$

где $p_{S,R} = k^2 \times(\omega_0) / n(\omega_0) k_{S,R,z}$ — амплитудные коэффициенты поглощения волн; $n(\omega_0)$ и $\times(\omega_0)$ — показатели преломления и поглощения среды ($|\times| \ll n$); $k = \omega_0 n(\omega_0) / c$ ($k_S^2 = k_R^2 = k^2$); $z_b = 0$ для просветной голограммы (рис. 1, а; $p_S > 0$) и $z_b = l$ для отражательной голограммы (рис. 1, б; $p_S < 0$). Предположим, что вследствие поглощения записывающих волн (1) в среде возникает голографическая дифракционная решетка

$$\varepsilon(\omega_0, \mathbf{r}) = \{n(\omega_0) + i\chi(\omega_0)\}^2 + \alpha n^2(\omega_0) |\mathbf{E}_e|^2 \approx n^2(\omega_0) \left\{ 1 + 2i \frac{\chi(\omega_0)}{n(\omega_0)} + 2D + 2\mu e^{p_S z_b - (p_R + p_S)z} \cos(\mathbf{g} \mathbf{r} + \varphi) \right\}, \quad (2)$$

где α — комплексная малая постоянная; $D = \rho \operatorname{ch} \{ (p_R - p_S)z + p_S z_b + \ln m \} \times \exp \{ p_R z_b - (p_R + p_S)z \}$ — средняя засветка светочувствительного материала в плоскости $z = \text{const}$, определяемая суммой интенсивностей опорной и объектной волн; $\rho = \alpha |\mathbf{a}_S| |\mathbf{a}_R|$ и $\mu = \alpha |\mathbf{a}_S \mathbf{a}_R^*|$ — коэффициенты модуляции оптических параметров среды; $m^2 = |\mathbf{a}_S|^2 |\mathbf{a}_R|^2$ — отношение интенсивностей опорной и объектной волн (обычно $m \ll 1$); $\mathbf{g} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R$ — вектор решетки; $\varphi = \arctg \{ \operatorname{Im}(\mathbf{a}_S \mathbf{a}_R^*) / \operatorname{Re}(\mathbf{a}_S \mathbf{a}_R^*) \}$ — параметр, совпадающий с разностью фаз опорной и объектной волн в случае совпадения их поляризацій. Векторы $\mathbf{a}_S, \mathbf{a}_R$, а вместе с ними и величины ρ, μ, m, φ могут зависеть от z , если имеет место самодифракция записывающих волн (1) на формируемой ими голограмме (2) [6].

На этапе считывания пусть голограмма (2) освещается плоской волной $\mathbf{A}_R \exp(-i\omega t + i\mathbf{K}_R \mathbf{r})$ с направлением распространения и частотой ω , вообще говоря, отличающимися от направления распространения и частоты опорной волны при записи ($\mathbf{K}_R^2 = (\omega n(\omega) / c)^2 = K^2$). В результате дифракции этой волны на объемной решетке (2) возникает волна мнимого голографического изображения $\mathbf{A}_S \exp(-i\omega t + i\mathbf{K}_S \mathbf{r})$, $\mathbf{K}_S = \mathbf{K}_R + \mathbf{g}$, амплитуда которой \mathbf{A}_S вместе с амплитудой считывающей опорной волны \mathbf{A}_R изменяется по глубине голограммы. Пусть плоскости падения опорной и объектной волн на голограмму совпадают и считывающая волна линейно поляризована перпендикулярно или параллельно общей плоскости падения. Предположим, что голограмма (2) характеризуется малой модуляцией показателей преломления и поглощения: $|\rho|, |\mu| \ll 1$, так что амплитуды волн мало меняются на расстояниях порядка длины волны λ . Тогда стандартная процедура подстановки суммарного светового поля двух дифракционных волн в уравнения Максвелла для диэлектрической среды с неоднородностью (2) [1, 2] приводит к следующей системе связанных дифференциальных уравнений для их амплитуд:

$$A'_S = \frac{iK}{v_{Sx}} \left\{ A_S (D + i\chi + \beta) + A_R \frac{b}{2} \mu e^{i\varphi + p_S z_b - (p_R + p_S)z} \right\}, \quad (3a)$$

$$A'_R = \frac{iK}{v_{Rx}} \left\{ A_R (D + i\chi) + A_S \frac{b}{2} \mu e^{-i\varphi + p_S z_b - (p_R + p_S)z} \right\}, \quad (3б)$$

где

$$v_{S,Rx} = K_{S,Rx} / |\mathbf{K}_{S,R}|, \quad \chi = \times(\omega) / n(\omega), \\ \beta = (1 - \mathbf{K}_S^2 / K^2) / 2 = 2M \sin \theta (\sin \vartheta_R - M \sin \theta)$$

— параметр фазовой расстройки восстановленной объектной волны, $M = k / K = \omega_0 n(\omega_0) / \omega n(\omega)$ — отношение величин волновых векторов при записи и считывании

рании с учетом частотной дисперсии, 2θ — угол между направлениями распространения опорной и объектной волн, ϑ_R — угол между биссектрисой угла 2θ и направлением распространения считывающей опорной волны (рис. 1), $b=1$ для перпендикулярной к плоскости падения поляризации этой волны и $b=\cos 2\theta$ для параллельной поляризации.

Подстановка

$$\begin{aligned} A_S &= B_S(z) (v_{Rz}/v_{Sz})^{1/4} \exp\{i\varphi/2 + i\psi(z)\}, \\ A_R &= B_R(z) (v_{Sz}/v_{Rz})^{1/4} \exp\{-i\varphi/2 + i\psi(z)\}, \end{aligned}$$

$$\psi(z) = \frac{K}{2v_{Sz}} \left\{ \beta z + \left(1 + \frac{v_{Sz}}{v_{Rz}}\right) \left(i\chi z + \int_0^z D(z) dz \right) \right\}, \quad (4)$$

упрощает систему (3)

$$B'_S = if(wB_S + B_R), \quad B'_R = if(-wB_R + B_S). \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} f(z) &= K b \mu (4v_{Sz}v_{Rz})^{-1/2} \exp\{p_S z_b - (p_R + p_S)z\}, \\ w(z) &= \frac{1}{2f} \left\{ \frac{K}{v_{Sz}} \left[\beta + \left(1 - \frac{v_{Sz}}{v_{Rz}}\right) (i\chi + D(z)) \right] - \varphi'(z) \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для построения приближенного решения системы (5) рассмотрим в комплексной плоскости z область аналитичности функций $f(z)$ и $w(z)$, которая включает отрезок вещественной оси $[0, l]$ и в которой $f(z) \neq 0$. Обозначим через $F(z)$ интеграл от $f(z)$ по контуру, проходящему от нуля до точки z в данной области, и представим функцию $w(z)$ в виде асимптотического ряда Бурмана—Лагранжа [14] по степеням аналитической функции $F_p(z) = F(z) - F(z_0)$, где z_0 — некоторая точка рассматриваемой области

$$w(z) = \xi + \sum_{n=1}^{\infty} w_n F_p^n(z), \quad \xi = w(z_0), \quad w_1 = \left(\frac{w'}{f} \right)_{z=z_0}, \dots \quad (7)$$

Эту точку можно выбрать таким образом, чтобы постоянная ξ наилучшим образом аппроксимировала функцию $w(z)$ (6) на интервале $[0, l]$, т. е. чтобы

$$\xi = w(z_0) = \frac{1}{l} \int_0^l w(z) dz. \quad (8)$$

Подстановка (7) в (5) дает возможность искать фундаментальные решения системы (5) в виде асимптотических рядов по степеням функции $F_p(z)$. Если при этом на интервале $[0, l]$ для всех z справедливо условие

$$\frac{1}{2} |w_1 F_p^2(z)| = \frac{1}{2} \left(\frac{w'}{f} \right)_{z=z_0} \left| \int_{z_0}^z f dz \right|^2 \ll 1, \quad (9)$$

где точка z_0 является решением уравнения (8), то всеми членами этих асимптотических рядов, кроме первых, можно пренебречь. Тогда с учетом граничных условий ($A_R(0) = A_{R0}$, $A_S(z_b) = 0$) решения уравнений (3) для амплитуд связанных волн на выходе голограммы запишутся в виде:

просветная голограмма ($z_b = 0$)

$$A_S(l) = iA_{R0} \sqrt{\frac{v_{Rz}}{v_{Sz}}} \frac{\sin(F\sqrt{1+\xi^2})}{\sqrt{1+\xi^2}} \exp\left(i\psi + i\frac{\varphi(0) + \varphi(l)}{2}\right), \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} A_R(l) &= A_{R0} \left\{ \cos(F\sqrt{1+\xi^2}) - \frac{i\xi}{\sqrt{1+\xi^2}} \sin(F\sqrt{1+\xi^2}) \right\} \times \\ &\times \exp\left(i\psi + i\frac{\varphi(0) - \varphi(l)}{2}\right), \end{aligned} \quad (10б)$$

отражающей голограммы ($z_b = l$)

$$A_S(0) = -A_{R0} \sqrt{\frac{v_{Rz}}{v_{Sz}}} e^{i\varphi(0)} \left\{ \sqrt{1 + \xi^2} \operatorname{ctg}(F\sqrt{1 + \xi^2}) + i\xi \right\}^{-1}, \quad (11a)$$

$$A_R(l) = iA_{R0} \left\{ \cos(F\sqrt{1 + \xi^2}) + \frac{i\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \sin(F\sqrt{1 + \xi^2}) \right\}^{-1} \times \\ \times \exp\left(i\psi + i \frac{\varphi(0) - \varphi(l)}{2}\right), \quad (11b)$$

где $\psi = \psi(l)$ (4); $F = F(l)$ — параметр, называемый силой голограммы. Параметр ξ (8) в (10), (11) имеет смысл обобщенного параметра брэгговской расстройки.

Полученное решение дифракционной задачи (10), (11) аналогично решению Когельника [1] и переходит в него, когда $p_R = p_S = 0$ и величины μ , ρ , m , φ постоянные, т. е. когда поглощение и самодифракция записывающих волн пренебрежимо малы. Это решение позволяет найти одну из важнейших характеристик голографической решетки — ее дифракционную эффективность, которая определяется отношением интенсивности восстановленной объектной волны на выходе голограммы к интенсивности падающего на голограмму считывающего пучка: $\eta = (|A_S(l - z_b)|^2 / |A_{R0}|^2) (|v_{Sz} / v_{Rz}|)$.

В кинематическом приближении [5], т. е. в приближении малости дифракционной эффективности η , которое справедливо при больших значениях параметра брэгговской расстройки ($|\beta| \gg |\mu|$) или при малой толщине голограммы l , выражения (10), (11) принимают более простой вид

$$A_R(l) = A_{R0} \exp\left\{ \frac{K}{v_{Rz}} \left(-\chi l + i \int_0^l D(z) dz \right) \right\},$$

$$A_S(l - z_b) = \pm i A_R(l - z_b) \sqrt{\frac{v_{Rz}}{v_{Sz}}} \frac{\sin(F\xi)}{\xi} e^{\pm i F \xi + i \varphi(l - z_b)},$$

где знак плюс берется для просветной голограммы, знак минус — для отражательной.

3. Для исследования полученного решения дифракционной задачи (10), (11) необходимо конкретизировать характер взаимодействия световых волн с регистрирующей средой при записи голограммы. Пусть на этапе записи самодифракция не имеет места, т. е. векторы \mathbf{a}_S , \mathbf{a}_R и величины μ , ρ , m , φ не зависят от z , так что изменение амплитуды решетки (2) по глубине происходит только вследствие поглощения записывающего излучения. Будем рассматривать чисто фазовые ($\operatorname{Im} \alpha = 0$) и амплитудные ($\operatorname{Re} \alpha = 0$) голографические решетки, записанные по симметричной схеме: $v_{Rz} = |v_{Sz}|$, $p_R = |p_S| = p$, и предположим, что частота считывающего излучения ω лежит вдали от линии поглощения регистрирующей среды ($\kappa(\omega) = 0$). Используя решение (10), (11), исследуем выражения для дифракционной эффективности просветных и отражательных голограмм.

а) П р о с в е т н ы е г о л о г р а м м ы: $v_{Rz} = v_{Sz} = \cos \theta$. В случае фазовой просветной голограммы

$$\eta = \frac{\sin^2(F\sqrt{1 + \xi^2})}{1 + \xi^2}, \quad (12a)$$

в случае амплитудной просветной голограммы

$$\eta = \frac{\operatorname{sh}^2(F\sqrt{1 - \xi^2})}{1 - \xi^2} \exp\left(-2 \left| \frac{\rho}{\mu} \right| \frac{m^2 + 1}{mb} F\right), \quad (12b)$$

где

$$F = \frac{Kb |\mu|}{2 \cos \theta} \frac{1 - \exp(-2pl)}{2p}; \quad \xi = \frac{\beta}{|\mu| b} \frac{\exp(2pl) - 1}{2pl}. \quad (13)$$

Зависимость дифракционной эффективности амплитудной просветной голограммы (12b) от отношения интенсивностей m^2 и поляризации $|\rho/\mu|$ записы-

вающих пучков обусловлена вкладом средней засветки регистрирующей среды в изменение показателя поглощения материала (2).

Для просветных голограмм условие (9) применимости использованного приближения имеет вид

$$|\beta| \frac{\pi}{4i.p \cos \theta} \left(1 - \frac{1 - \exp(-2pl)}{2pl}\right)^2 \ll 1, \quad (14)$$

где λ — длина волны считывающего излучения в среде. Это условие ограничивает область применимости выражений (12) в зависимости от фазовой расстройки и толщины решетки: чем больше толщина l или больше поглощение p , тем меньше должно быть значение $|\beta|$.

Как и в однородной решетке при $p=0$ [1, 2], максимальная дифракционная эффективность неоднородной решетки с поглощением записывающих волн (12) достигается при $\beta=0$ (точное выполнение условий Брэгга, $\sin \vartheta_R = M \sin \theta$). В зависимости от толщины решетки l наибольшее значение η , равное единице для фазовой голограммы и $(C-1)^{c-1} (C+1)^{-(c+1)}$ ($C = |\rho/\mu| (m^2+1)/mb$) для амплитудной голограммы, имеет место при $l = -(2p)^{-1} \ln(1-2pl_0)$, которая

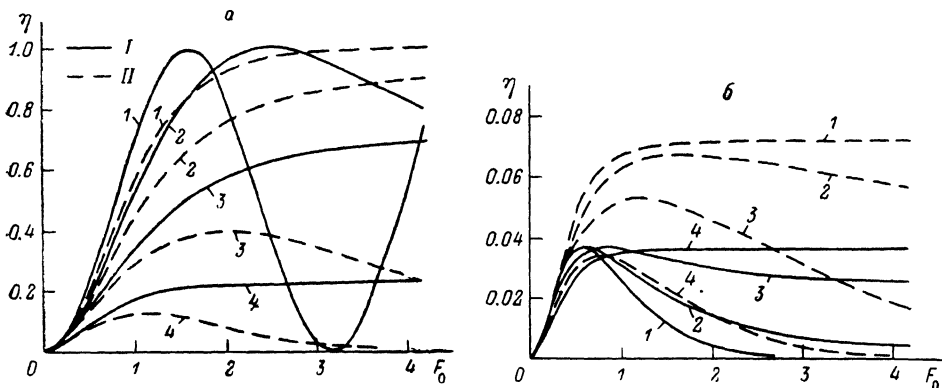


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности фазовых (а) и амплитудных (б) голограмм от безразмерного параметра $F_0 = Kb |\mu| l/2h$ ($h = \cos \theta$ (I) для просветных голограмм и $h = \sin \theta$ (II) для отражательных голограмм) при точном выполнении условий Брэгга и различной величине поглощения записывающих волн: $p/lF_0 = 0$ (1), $1/5$ (2), $1/2$ (3), 1 (4). $m = |\rho/\mu| = 1$.

больше толщины l_0 , соответствующей максимуму η однородной решетки: $l_0 = \lambda \cos \theta/2 \mu b$ для фазовых голограмм и $l_0 = (\lambda \cos \theta/2\pi |\mu| b) \ln \{(m^2+1 + mb |\mu/\rho|) / (m^2+1 - mb |\mu/\rho|)\}$ для амплитудных голограмм.

При неограниченном увеличении толщины просветной голограммы l ее сила F (13) стремится к пределу $F_m = Kb |\mu| /4p \cos \theta$, а потому и дифракционная эффективность (12) стремится к величине $\eta(F_m)$. Если при этом $l_0 < 1/2p$, то η сначала достигает максимума, а затем убывает до значения $\eta(F_m)$; если же $l_0 > 1/2p$, то максимальное значение η не достигается и функция $\eta(l)$ оказывается монотонно возрастающей для любых l (рис. 2).

Селективные свойства объемных голографических решеток по направлению распространения и частоте считывающей волны характеризуются полушириной брэгговского пика $\Delta\beta$ (рис. 3), которая равна разности величин β , определяющих первый минимум $\eta(\beta)$ и основной максимум. Величина $\Delta\beta$ соответствует угловому разрешению $\Delta\theta = \Delta\beta/\sin 2\vartheta_B$ и разрешению по частоте $2\Delta\omega = \Delta\beta \omega \sin^2 \vartheta_B$, где $\vartheta_B = \arcsin(M \sin \theta)$ — брэгговский угол считывания. Как следует из (12), для просветных решеток

Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности фазовых (а) и амплитудных (б) голограмм от безразмерного параметра фазовой расстройки $\beta/|\mu|$ при различной величине поглощения записывающих волн: $p/lF_0 = 0$ (1), $1/5$ (2), $1/2$ (3), 1 (4) для двух различных значений параметра $F_0 = Kb |\mu| l/2h = 0.7$ и $F_0 = 2.1$ ($h = \cos \theta$ (I) для просветных голограмм и $h = \sin \theta$ (II) для отражательных голограмм). $m = |\rho/\mu| = 1$.

$$\Delta\beta = \frac{2pl}{\exp(2pl) - 1} \sqrt{\left(\frac{2p\lambda \cos \theta}{1 - \exp(-2pl)}\right)^2 \mp (|\mu|b)^2},$$

где минус берется для фазовой решетки, плюс — для амплитудной. При малом поглощении величина $\Delta\beta$ фазовой решетки больше полуширины брэгговского пика соответствующей однородной решетки ($p=0$) при прочих равных условиях. Однако в случае большого поглощения $\Delta\beta$ фазовой решетки, как и амплитудной при любом p , меньше, чем однородной (рис. 3): неоднородные решетки оказываются более селективными по направлению распространения и частоте считываемой волны, чем однородные. Это объясняется возрастанием параметра брэгговской расстройки ξ (13) с ростом поглощения p и толщины решетки l .

б) О т р а ж а т е л ь н ы е г о л о г р а м м ы: $v_{Rz} = -v_{Sz} = \sin \theta$. Для фазовой отражательной голограммы

$$\eta = \frac{\text{sh}^2(F\sqrt{1-\xi^2})}{\text{ch}^2(F\sqrt{1-\xi^2}) - \xi^2}, \quad \xi = \frac{1}{\mu b} \left(\rho \frac{m^2 + 1}{m} \frac{\text{sh } pl}{pl} + \beta e^{pl} \right), \quad (15)$$

для амплитудной

$$\eta = |\sqrt{\xi^2 - 1} \text{cth}(F\sqrt{\xi^2 - 1}) + \xi|^{-2}, \quad \xi = \frac{1}{|\mu|b} \left(\rho \frac{m^2 + 1}{m} \frac{\text{sh } pl}{pl} - i\beta e^{pl} \right), \quad (16)$$

где

$$F = \frac{Kb|\mu|}{2 \sin \theta} l e^{-pl}. \quad (17)$$

Условие применимости этих решений (9) принимает вид

$$\frac{\pi|\rho|}{2p\lambda \sin \theta} (pl + \ln m - \tau)^2 e^{-pl} \text{sh } \tau \ll 1; \quad \tau = \text{arch} \left(\frac{m^2 + 1}{2m} \frac{\text{sh } pl}{pl} \right). \quad (18)$$

При небольшом поглощении ($p l^2/6 \ll 1$) условие (18) переходит в следующее: $(\pi|\rho|/p l^2/4m\lambda \sin \theta) (1-m^2) \exp(-pl) \ll 1$. В отличие от условия (14) для просветных решеток оно, как и более общее условие (18), не включает параметра фазового рассогласования β , но определяется отношением интенсивностей записывающих пучков m^2 : чем больше отличаются эти интенсивности, тем меньше толщина голограммы или меньше поглощение, для которых справедливы выражения (15), (16).

Параметр брэгговской расстройки ξ отражательных решеток (15), (16) в отличие от просветных (13) зависит от средней засветки голограммы (слагаемое с m). Данная зависимость объясняется тем, что брэгговская расстройка в объемных решетках $\beta = (1 - K_R^2/K^2)/2 = -2g(K_R - k_R)/K^2$ определяется изменением волнового вектора считываемой волны ($K_R - k_R$) в направлении вектора решетки g , причем разность $(K_R - k_R)$, строго говоря, должна включать изменение нормальной компоненты волнового вектора K_R при изменении показателя преломления или поглощения из-за средней засветки. Для отражательных решеток нормаль к границам параллельна вектору решетки g (рис. 1, б), тогда как для просветных голограмм нормаль ортогональна вектору g (рис. 1, а), а значит, указанные изменения вектора K_R не должны давать вклада в брэгговскую расстройку.

Точное выполнение условий Брэгга, отвечающее максимальному значению дифракционной эффективности (15), (16) в зависимости от параметра β , достигается при $\beta=0$ для амплитудной отражательной решетки и при $\xi=0$,

$$\beta = -\rho \frac{m^2 + 1}{m} \frac{\text{sh } pl}{pl} e^{-pl} = -\alpha |a_{\frac{1}{2}}|^2 (m^2 + 1) \frac{\text{sh } pl}{pl} e^{-pl} \quad (19)$$

для фазовой отражательной решетки. Несовпадение условий записи и брэгговского считывания в последнем случае объясняется вкладом средней засветки в брэгговскую расстройку (15). Это явление должно иметь место как для однородных, так и для неоднородных отражательных фазовых решеток, однако в неоднородной решетке направление и частота считываемой волны, которые

обеспечивают брэгговское считывание, согласно условию (19), зависит от толщины решетки l , и с увеличением поглощения p эта зависимость усиливается (рис. 3, а).

Сила отражательной голограммы F (17) вначале растет с ростом ее толщины, а затем убывает. Аналогичная зависимость характерна и для дифракционной эффективности η (рис. 2), причем максимум F вместе с максимумом η (15), (16) достигается при $l=1/p$ [13].

Полуширина брэгговского пика фазовой отражательной решетки

$$\Delta\beta = \sqrt{(\lambda \sin\theta/l)^2 + (\mu b)^2 e^{-2pl}}$$

оказывается меньше полуширины $\Delta\beta$ соответствующей однородной решетки той же толщины: неоднородная фазовая отражательная решетка более селективна, чем однородная (рис. 3, а). Аналогичное свойство характерно и для амплитудных отражательных решеток большой толщины (рис. 3, б): при увеличении поглощения p кривая селективности спадает быстрее с ростом параметра фазовой расстройки β . Однако в случае небольшой толщины при увеличении p кривые селективности становятся более пологими: неоднородные амплитудные отражательные решетки оказываются менее селективными, чем однородные.

4. Таким образом, неоднородность голографической решетки, обусловленная поглощением записывающего излучения, существенно влияет на ее дифракционные свойства: по сравнению с однородными решетками изменяется характер зависимости дифракционной эффективности от толщины решетки, причем условия брэгговского считывания неоднородных фазовых отражательных решеток меняются в зависимости от их толщины. Неоднородность голографических решеток сказывается также на их селективных свойствах по направлению распространения и частоте считываемой волны: при малом поглощении (малой толщине) неоднородная решетка может быть менее селективной (просветная фазовая, отражательная амплитудная) или более селективной (просветная амплитудная, отражательная фазовая), чем соответствующая однородная решетка, однако в случае сильного поглощения неоднородные решетки становятся более селективными, чем однородные.

Литература

- [1] Kogelnik H. Bell Syst. Techn. J., 1969, v. 48, N 9, p. 2909—2947.
- [2] Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.
- [3] Сидорович В. Г. ЖТФ, 1976, т. 46, № 6, с. 1306—1312.
- [4] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. Квант. электр., 1984, т. 11, № 11, с. 2162—2171.
- [5] Russell P. Physics Reports, 1981, v. 71, N 4, p. 210—312.
- [6] Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. УФН, 1979, т. 129, № 1, с. 113—137.
- [7] Суханов В. И., Лашков Г. И., Петников А. Е. и др. В кн.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1979, с. 24—42.
- [8] Суханов В. И., Петников А. Е., Ащеулов Ю. В. В кн.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1983, с. 56—64.
- [9] Kowarschik R. Optica Acta, 1976, v. 23, N 12, p. 1039—1051.
- [10] Owen M. P., Solytar L. Optics Commun., 1980, v. 34, N 3, p. 321—326.
- [11] Зельдович Б. Я., Лернер П. Б. Квант. электр., 1983, т. 10, № 3, с. 1764—1770.
- [12] Kerish D. J. Opt. Soc. Amer., 1969, v. 59, N 11, p. 1409—1414.
- [13] Любавская И. К., Серов О. Б., Смолович А. М. Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 1, с. 38—44.
- [14] Лапентьева М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973, с. 422—424.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
при Белорусском государственном университете
им. В. И. Ленина
Минск

Поступило в Редакцию
19 марта 1987 г.