

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖАЮЩИХ ГОЛОГРАММ

© В.Б.Марков, А.И.Хижняк

1. Селективные свойства трехмерных голограмм неоднократно обсуждались в связи с возможностью создания на основе последних высокочастотных систем памяти [1-3]. Не менее актуальным является это свойство при восстановлении голографических изображений. Известно, что произвольное изменение величины волнового вектора восстанавливающей волны ведет не только к снижению эффективности процесса дифракции [4,5], но и к частичному изменению цвета изображения, а также деградации его качества в целом [6-8]. Особенно важным это становится при восстановлении цветных изображений, поскольку зависимость дифракционной эффективности от длины волны не является линейной, а возникающий дисбаланс интенсивности сигналов, дифрагированных на различных длинах волн, приводит к нарушению цветопередачи. Проблема качества голографического изображения и его зависимость от условий записи и восстановления становится весьма актуальной в связи с разработкой эффективных галоидосеребряных и фотополимерных сред для цветной голографии и методов их обработки [9-11].

Анализ селективных свойств трехмерных голограмм, как правило, проводился в приближениях, при которых волновой вектор восстанавливающей (и соответственно восстановленной) волны мало отличается от используемого при записи ($\delta\theta_R \ll \theta_R$ и $\delta\lambda_R \ll \lambda_R$), т.е. в условиях, близких к условиям Брегга [4,5]. На практике эти условия легко нарушаются. Поэтому представляет несомненный интерес рассмотреть совместную функцию угловой и спектральной селективности отражательной голограммы в условиях сильного нарушения условий Брегга. Такая зависимость впервые приводилась в [12] в связи с анализом свойств однослойных цветных отражательных голограмм.

2. Амплитуда дифрагированной волны $S(r) = S_0 \exp(-i\rho r)$, формирующейся при взаимодействии плоской волны $R(r) = R_0 \exp(-i\rho r)$ с объемной отражательной решеткой, в пренебрежении высшими порядками дифракции, может быть найдена из уравнений связанных волн [4,5]. При

этом ограничения на углы θ_R и θ_S между направлением распространения волн $R(r)$ и $S(r)$ внутри голограммы и нормалью к ее поверхности (совпадающей с осью Z) обусловлены лишь тем, что их значения не должны превышать величины угла полного внутреннего отражения регистрирующей среды, т. е.

$$\sin(\theta_R); \quad \sin(\theta_S) < 1/n_0, \quad (1)$$

здесь n_0 — средний показатель преломления среды.

В результате для несимметричной геометрии записи фазовой решетки с периодом $\Lambda = 2\pi/|K|$ (K — волновой вектор решетки, составляющий угол θ_K с осью Z) уравнение, описывающее поведение дифрагированной волны, может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{d^2 S}{dz^2} + i\bar{\Delta} \frac{dS}{dz} - \left(\frac{\pi \Delta n}{\lambda_R} \right)^2 \frac{S}{\beta_S \beta_R} = 0, \quad (2)$$

где $\bar{\Delta} = \frac{2\pi}{\lambda_R} (\frac{\lambda_R}{\Lambda} \beta_K - \beta_R - \beta_S)$, $\beta_R = \cos(\theta_R)$, $\beta_S = \cos(\theta_S)$, $\beta_K = \cos(\theta_K)$, λ_R — длина волны восстанавливающего пучка, Δn — амплитуда модуляции показателя преломления среды. Вытекающее из (2) выражение для дифракционной эффективности η запишется в виде

$$\eta(\lambda_R, \theta_R) = \frac{|S|^2}{|R|^2} = \frac{\beta_R}{\beta_S} \cdot \frac{|\tanh[\sqrt{g\xi}]|^2}{|g| + \Delta^2 |\tanh[\sqrt{g\xi}]|^2}, \quad (3)$$

где $\Delta = \frac{\lambda_R}{2\pi} \bar{\Delta}$, $g = 1 - \frac{\Delta^2 \beta_S \beta_R}{\gamma^2}$, $\xi = \frac{\pi \gamma T}{\lambda_R \sqrt{\beta_S \beta_R}}$. T — толщина голограммы, $\gamma = 2\Delta n \cdot n_0$.

Выражение (3) отличается от традиционно приводимого для фазовой отражающей решетки [4,5]:

$$\eta(\delta\theta, \delta\lambda) = \left\{ 1 - \frac{(1 - \xi_t^2/\nu^2)}{\sin h^2(\nu^2 - \xi_t^2)^{1/2}} \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где $\nu = \frac{\pi \Delta n T}{\lambda_R \sqrt{\beta_R \beta_S}}$; $\xi_t = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda} \right) T \sin \theta_R$ — фактор дефазировки.

Различия между (3) и (4) связаны с тем, что выражение (3) получено для произвольного отклонения величины волнового вектора ρ от условий Брегга. Это отклонение

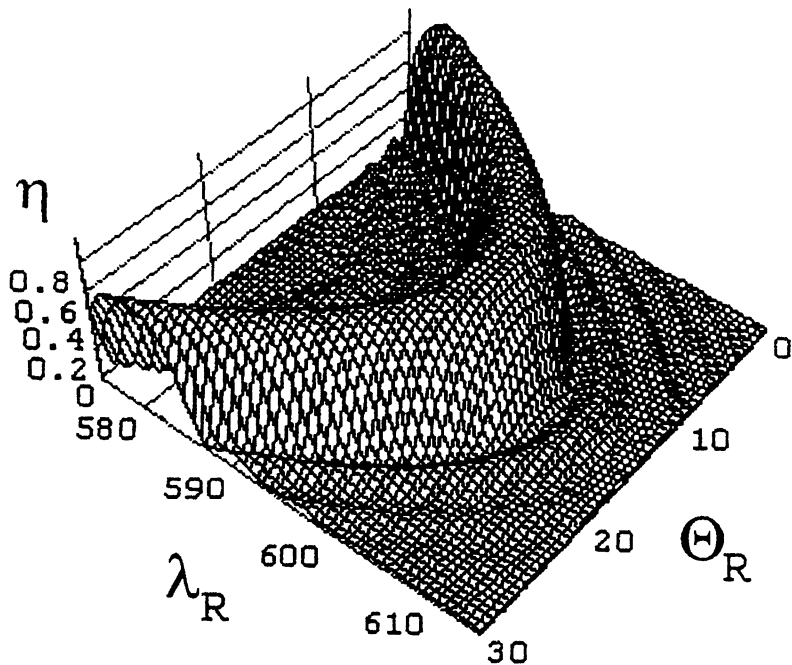


Рис. 1. Расчетная зависимость дифракционной эффективности η фазовой отражательной голографической решетки от угла падения θ_R и длины волны λ_R восстанавливающего пучка (спектрально-угловая селективность), полученная в соответствии с (3).

может быть обусловлено изменением длины волны (λ_R) восстанавливающего пучка, направлением его распространения (θ_R) либо одновременным изменением двух этих параметров. Для малых отклонений от условий Брегга выражение (4) следует из (3).

3. Тест-голограммы регистрировались излучением одночастотного He-Ne лазера в отражательной геометрии при несимметричном падении записывающих пучков $\theta_R = 15^\circ$ и $\theta_S = 5^\circ$ соответственно. В качестве светочувствительной среды использовались слои ПФГ-03 и ПФГ-03ц. Условия их экспонирования и обработки были аналогичны описанным в [9,10] и позволяли получать фазовые решетки с эффективностью $\eta \approx 60\%$ при экспозиции $2 \cdot 10^{-3}$ Дж/см².

Эффекты, связанные с угловой и спектральной селективностями решеток, экспериментально исследовались с помощью модифицированного спектрофотометра СФ-6. При этом расходимость восстанавливающего пучка не превышала $\Delta\theta_{SP} \leq 1^\circ$, ширина спектра $\Delta\lambda_{SP} \approx 0.4$ нм, а угловая точность позиционирования решетки составляла $\Delta\theta_G \approx 20$ угл.

мин. Учитывая ожидаемый уровень спектральной селективности $\delta\lambda_\eta \leq 20$ нм, соответствующий решетке с периодом $\Lambda \approx 0.2$ мкм, записанной в среде толщиной $T \approx 8$ мкм, приведенные выше параметры измерительной системы вполне удовлетворительны.

Типичная зависимость величины дифракционной эффективности η от длины волны λ_R и угла падения θ_R восстанавливающего пучка представлена на рис. 1. Она получена в условиях, когда нарушение синхронизма Брегга, вызванное изменением длины волны считывающего излучения, могло быть частично (либо полностью) компенсировано за счет изменения угла считывания θ_R в плоскости дисперсии ре-

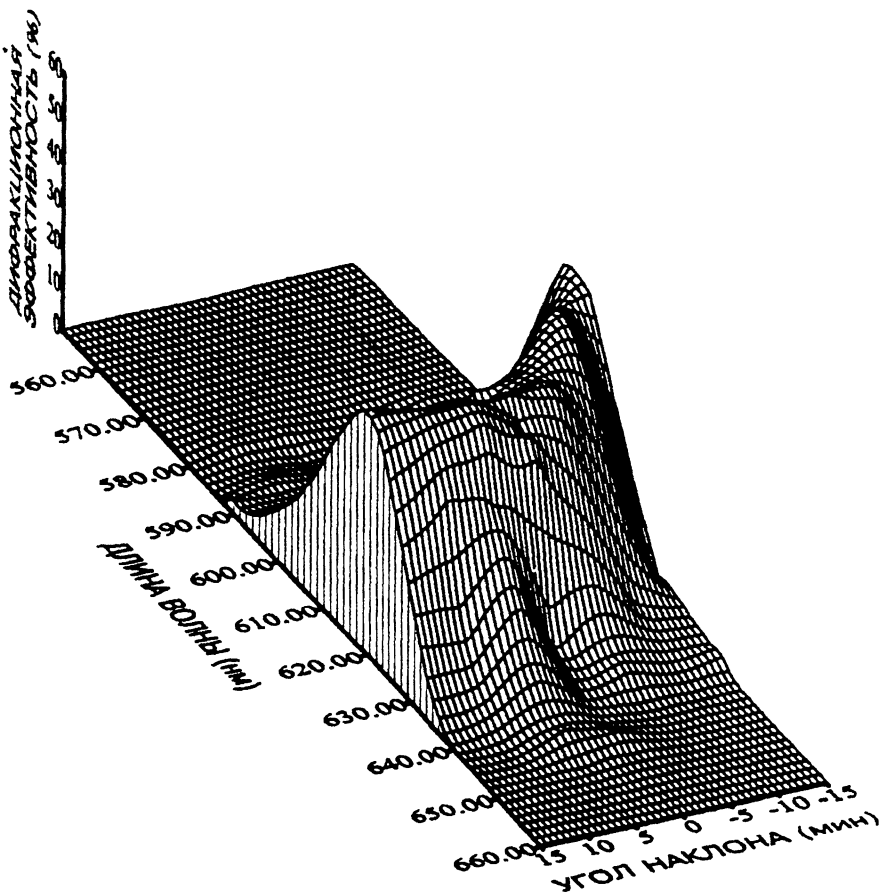


Рис. 2. Экспериментальная зависимость спектрально-угловой селективности дифракционной эффективности фазовой отрагательной голографической решетки (длина волны записи $\lambda_R = 633$ нм, $\theta_R = 15^\circ$ и $\theta_s = 5^\circ$).

шетки. Положение максимума функции η на плоскости параметров (λ_R, θ_R) является немонотонной функцией этих параметров. При считывании под углом $\theta_R \approx \theta_{R-B}$ (точное выполнение условий Брегга) максимальное значение η_{\max} достигается на длине волны, равной 2Λ . Изменение значения λ_R приводит к снижению величины η вплоть до нуля. Однако поворот голограммы в плоскости ее дисперсии позволяет восстановить величину дифрагированного сигнала, но на длине волны, смещенной в коротковолновую область спектра.

На рис. 2 представлена рассчитанная в соответствии с (3) зависимость дифракционной эффективности фазовой отражательной решетки от условий восстановления. Параметры решетки (угол наклона штрихов θ_K , величина модуляции Δn , толщина слоя T) и условия ее восстановления соответствуют описанным выше экспериментальным. Сопоставление рис. 1 и 2 показывает хорошее соответствие экспериментальной и рассчитанной в соответствии с (3) зависимостей спектрально-угловой селективности $\eta(\theta_R, \lambda_R)$ отражательных голограмм.

4. Характерный вид зависимости $\eta(\theta_R, \lambda_R)$ обусловлен тем, что при заданных параметрах записи и восстановления решетки существует круговой конус волновых векторов, в пределах которого при неизменной длине волны решетка считывается с постоянной эффективностью. Осью этого конуса является волновой вектор решетки K , а его образующая формируется набором возможных волновых векторов ρ считывающего пучка. Максимальная эффективность дифракции достигается при условиях, когда модуль вектора K равен удвоенному модулю проекции вектора ρ на вектор K , т.е.

$$\lambda_R = 2\Lambda_R \cos(\theta_R). \quad (5)$$

Для фиксированного периода решетки Λ при изменении $\lambda_R \rightarrow \lambda'_R$ условие (5) будет выполняться для конуса с другим раскрытием $2 \cdot \theta_R$, т.е. условия Брегга можно восстановить для $\theta_R \rightarrow \theta'_R$. При увеличении λ_R вектор ρ необходимо "наклонить" в сторону вектора K , а при уменьшении λ_R — в противоположную сторону. "Толщина стенки" образующей рассмотренного конуса задает спектрально-угловую селективность решетки и зависит от ее периода Λ , толщины T (т.е. от числа "отражающих слоев") и глубины модуляции показателя преломления Δn .

При одновременном изменении параметров θ_R и λ_R восстанавливающего пучка $R(r)$ "конус" селективности решетки пересекается с конусом векторов считывающего излучения. Результат пересечения этих двух конусов при несим-

метричной схеме записи голограммы описывает наблюдаемый на рис. 1 и 2 ход зависимости $\eta(\theta_R, \lambda_R)$.

Авторы выражают благодарность Колумбийскому институту по развитию науки и техники "КОЛСИЕНЦИЯ" за частичную поддержку работ в рамках проекта № 28-5-401-92.

Список литературы

- [1] *Chen F.C., La Machia J.T., Fraser D.B.* // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 13. P. 232.
- [2] *Collier R.J., Burkhardt C.B., Lin L.H.* // Optical holography. Ch. 16. Academic Press, N.Y., 1971.
- [3] *Bradly D., Psaltis D.* // Opt. Quantum Electron. 1993. V. 25. P. 597.
- [4] *Kogelnik H.* // Bell Syst. Techn. J. 1969. V. 48. P. 2909.
- [5] *Solimar L., Cook D.J.* // Volume Holography and Volume Gratings. Ch. 4. Academic Press, N.Y., 1981.
- [6] *Ward A.A., Newell J.C.W., Solimar L.V.* // Proc. SPIE. 1985. V. 600. P. 57.
- [7] *Воробьев С.П.* // Опт. и спектр. 1988. Т. 65. С. 656.
- [8] *Ross G., Watson J.* // Proc. SPIE. 1992. V. 1732. P. 198.
- [9] *Bjelkhagen H., Vukicevic D.* // Proc. SPIE. 1995. V. 2333. P. 34.
- [10] *Фон Балли Г., Дрезен Ф., Марков В.Б., Ростон А., де Халлер Э.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 76.
- [11] *Hubel P.M., Klug M.A.* // Proc. SPIE. 1992. V. 1667. P. 215.
- [12] *Markov V.* // Proc. SPIE. 1995. V. 2406. P. 33.

Институт прикладной
оптики НАН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
22 января 1996 г.

Центр исследований по физике
Богота, Колумбия
