

07

©1994

КВАДРАТИЧНАЯ ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

С.М.Карпук, А.С.Рубанов, А.Л.Толстик, А.В.Чалей

Одними из перспективных элементов систем оптической обработки информации являются дифракционные (голографические) динамические структуры, позволяющие осуществить в реальном времени пространственное управление информационными световыми потоками. Практически все исследования информационных возможностей голографических методов ограничивались приближением линейности процесса записи волновых фронтов. Нелинейная запись рассматривалась как негативный фактор, приводящий к появлению шумовых компонент дифрагированного излучения [1]. Однако в связи с актуальностью исследований по разработке элементов управления лазерными потоками анализируются новые возможности обработки информации на основе нелинейных голографических элементов (пространственная фильтрация, ассоциативная память (см., например, [2])).

В настоящей работе предложена нестандартная схема восстановления объемных динамических голограмм, позволяющая осуществить фазовое сопряжение при одновременном удвоении фазы и частоты световой волны. В рассмотренной схеме запись динамической голограммы осуществляется сигнальной E_s и опорной E_1 волнами с частотой ω в резонансной среде, характеризующейся нелинейной зависимостью показателя преломления от интенсивности излучения. При разложении восприимчивости резонансной среды в ряд по гармоникам динамической решетки появляются квадратичные и более высокие компоненты. В этом случае становится возможным восстановление объемной динамической голограммы световым пучком на удвоенной частоте. При направлении считывающей волны E_2 навстречу опорной волне E_1 возникает дифрагированная волна E_c , которая имеет частоту 2ω и распространяется навстречу сигнальной E_s .

Восприимчивость среды χ на частоте ω в стационарном режиме возбуждения с учетом как резонансного, так и те-

плового механизмов нелинейности определяется в виде [3]

$$\chi(\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \left(\frac{\hat{\nu}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha}}{\alpha} + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha(1 + \alpha l)} \right), \quad (1)$$

где $\hat{\alpha} = a + i\alpha = \frac{\hat{\nu}_{12} + \hat{\nu}_{21}}{vP_{21}} - \sigma(1 - \mu)$, $\sigma = 2\omega \frac{dn}{dT} \frac{t}{cC_p}$, $\frac{dn}{dT}$ — термооптический коэффициент, C_p — теплоемкость единицы объема, $v = \frac{c}{n_0}$ — скорость света в среде, n_0 — нерезонансная составляющая показателя преломления, κ_0 — линейный коэффициент экстинкции, $\hat{\nu}_{ij}(\omega) = \nu_{ij}(\omega) + iB_{ij}(\omega)$, $\nu_{ij}(\omega)$ связаны дисперсионными соотношениями с коэффициентами Эйнштейна для вынужденного перехода $i - j$ $B_{ij}(\omega)$, P_{21} — суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов, μ — квантовый выход люминесценции, l — интенсивность, t — длительность светового импульса.

В предположении, что излучение с частотой 2ω средой не поглощается, в восприимчивости среды на удвоенной частоте будем учитывать только тепловую составляющую:

$$\chi(2\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \frac{a_t I}{1 + \alpha I}, \quad (2)$$

где $a_t = \sigma(1 - \mu)$.

Условие фазового синхронизма для объемных голограмм $2(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s) = \mathbf{k}_c - \mathbf{k}_2$ позволяет записать следующую систему уравнений (случай пропускающих динамических голограмм):

$$\frac{\partial E_{1,s}}{\partial z} = i \frac{2\pi\omega}{cn_0} \left(E_{1,s} \chi_0(\omega) + E_{s,1} \chi_{\pm 1}(\omega) \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_{2,c}}{\partial z} = -i \frac{4\pi\omega}{cn_0} \left(E_{2,c} \chi_0(2\omega) + E_{c,2} \chi_{\mp 2}(2\omega) \right), \quad (4)$$

где

$$\chi_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi(\zeta) \exp(-im\zeta) d\zeta$$

— компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды χ в ряд Фурье по гармоникам решетки $\zeta = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{r}$.

С использованием (1), (2) систему уравнений (3), (4) можно преобразовать к виду

$$\frac{\partial E_{1,s}}{\partial z} = i \frac{k_0}{2} f_{1,s} E_{1,s},$$

$$\frac{\partial E_{2,c}}{\partial z} = -ik_0 \left(\Psi E_{2,c} + \Psi \exp(\pm i2\varphi_s) E_{c,2} \right), \quad (5)$$

где $k_0 = \frac{2\omega\kappa_0}{c}$ — начальный коэффициент поглощения, φ_s — фаза сигнальной волны. Коэффициенты $f_{1,s}$, Ψ , Φ , определяемые спектральными и термооптическими параметрами среды, интенсивностями записывающих голограмму волн, имеют вид

$$f_{1,s} = \frac{\vartheta_{12}}{B_{12}} - \frac{a}{\alpha} + \frac{\hat{\alpha}}{\alpha A} - \frac{2\hat{\alpha}I_{s,1}}{A(1 + \alpha(I_1 + I_s) + A)},$$

$$\Psi = \frac{a_t}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{A} \right),$$

$$\Phi = \frac{a_i}{\alpha} \left\{ \frac{1}{A} - \frac{2(1 + \alpha(I_1 + I_s))}{A(1 + \alpha(I_1 + I_s) + A)} \right\},$$

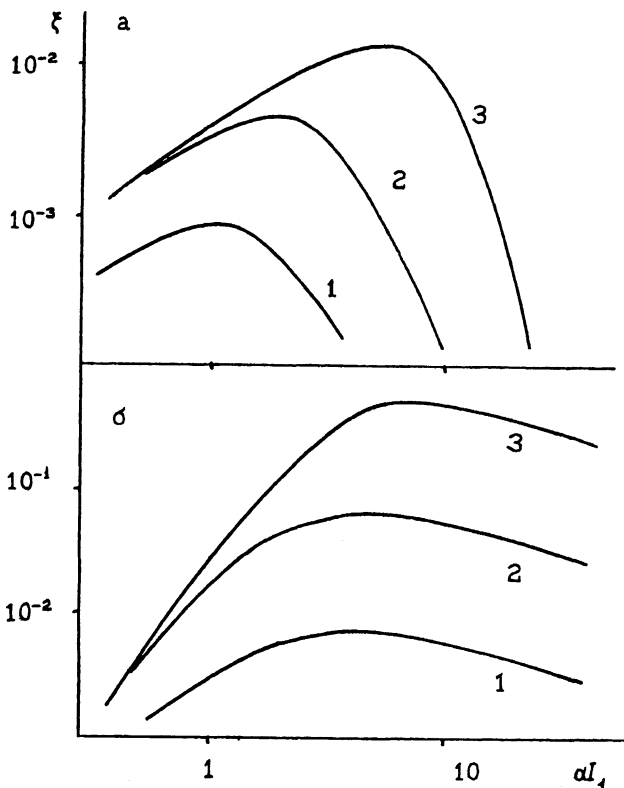
где $A = \left(1 + 2\alpha(I_1 + I_s) + \alpha^2(I_1 - I_s)^2 \right)^{1/2}$, $f_{1,s}$ учитывает как модуляцию коэффициента поглощения и показателя преломления вследствие просветления среды в интерференционном поле опорной и сигнальной волн, так и перерасеяние волн на ими же записанной амплитудно-фазовой решетке; Ψ описывает нелинейный амплитудный коэффициент поглощения; Φ — параметрическую связь считающей и дифрагированной волн.

Как следует из (5), дифрагированная волна E_c имеет удвоенную сопряженную фазу $\varphi_c = -2\varphi_s$. Таким образом, сигнальная и дифрагированная волны распространяются навстречу друг другу имеют одинаковую форму волнового фронта, т.е. обладают свойствами фазово сопряженных волн.

Представленные на рисунке зависимости дифракционной эффективности

$$\xi = \frac{|E_c(z=0)|^2}{|E_2(z=L)|^2}$$

от интенсивности опорной волны I_1 получены в предположении возбуждения среды в центр полосы поглощения при стоксовом сдвиге зеркально-симметричной полосы люминесценции на 1.6 полуширины контура. Расчеты проведены при следующих параметрах среды и излучения: $\frac{dn}{dT} C_p^{-1} = -2 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^3$, $n_0 = 1.36$, $\lambda = 1 \mu\text{м}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ нм}$, (λ и $\Delta\lambda$ — центр и полуширина полосы поглощения), $t = 10^{-3} \text{ с}$,



Зависимости дифракционной эффективности ξ квадратичной динамической голограммы от интенсивности опорной волны αI_1 при интенсивности сигнальной волны $\alpha I_s = 0.3$ (а), $\alpha I_s = \alpha I_1$ (б) и оптической плотности среды $k_0 L = 1$ (1), 3 (2), 10 (3).

$\mu = 0.1$. Как видно, положение максимума дифракционной эффективности и его значение зависят от интенсивностей записывающих голограмму волн и оптической плотности среды. При небольшой оптической плотности условие максимальной дифракционной эффективности совпадает с условием максимума коэффициента параметрической связи волн Φ . Так, в приближении, когда интенсивность сигнальной волны I_s существенно меньше интенсивности опорной волны I_1 , выражение для коэффициента Φ имеет вид $\Phi = -2a_z \alpha I_1 I_s (1 + \alpha I_1)^{-2}$, и максимальное значение коэффициента параметрической связи волн $\Phi_{\max} = -0.5a_z I_s$ достигается при интенсивности опорной волны, соответствующей интенсивности насыщения резонансной среды $\alpha I_1 = 1$ (см. рисунок, а, кривая 1). При равных интенсивностях сигнальной и опорной волн оптимальная интенсивность возрастает:

$\alpha I_1 = \alpha I_s = 2 + \sqrt{5} \approx 4.24$ (см. рисунок, б, кривая 1). При этом возрастает и дифракционная эффективность. Существенный рост дифракционной эффективности динамической голограммы также имеет место при увеличении оптической плотности резонансной среды и одновременном увеличении интенсивности опорной волны, обеспечивающей просветление нелинейного слоя (см. рисунок, кривые 2, 3).

Выше анализировался случай записи пропускающих динамических голограмм. Заметим, что подобные результаты получены и для схемы квадратичной записи отражательных голограмм, также позволяющей осуществить удвоенное фазовое сопряжение при одновременном удвоении частоты сигнальной волны.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси.

Список литературы

- [1] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М., 1973. 688 с.
- [2] *Полянский П.В.* // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 65. В. 2. С. 435–438.
- [3] *Кабанов В.В., Рубанов А.С., Толстик А.Л.* // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. В. 8. С. 1681–1686.

Белорусский государственный
университет
Минск
Институт физики
Минск, Беларусь

Поступило в Редакцию
2 февраля 1994 г.