

О ДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕКАЧКЕ ЭНЕРГИИ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ГОЛОГРАММЕ

*Ш.Д.Какичашвили, Е.Ш.Какичашвили,
С.С.Петрова, В.В.Кваташидзе*

Поляризационная голограмма, формируемая при сложении двух пучков циркулярных, взаимно ортогональных поляризаций, в процессе реконструкции не дает сопряженных изображений [1]. Это обстоятельство может быть использовано для наиболее рациональной перекачки энергии от более сильного компонента рабочих пучков к более слабому в динамическом режиме голографирования.

Существующие методы динамической перекачки энергии в дифрагированных голограммой пучках основаны на физических механизмах, приводящих к смещению регистрируемой картины интерференции в поперечном направлении [2]. Таким путем создается разность фаз восстановленного голограммой и непосредственно прошедшего через нее пучков, что в определенных случаях создает условия для усиления слабого компонента за счет более сильного [3].

Поляризационная голограмма позволяет решать эту проблему принципиально отличным от известных способом. При этом существуют, по крайней мере, два возможных механизма, обеспечивающих динамическую перекачку. Последовательно рассмотрим эти механизмы.

1. В работах [4,5] описывается эффект возникновения в ряде сред под действием линейно поляризованного света, наряду с сильной светоиндуцированной анизотропией, также гиротропии, что, по-видимому, обусловлено наличием в полосе поглощения среды следов кругового дихроизма. После засветки круговой дихроизм существенно увеличивается в широком спектральном диапазоне и в конечном итоге проявляется в повороте оси светоиндуцированной анизотропии на определенный угол.

На рисунке, *a* изображена схема динамической поляризационно голографической записи — восстановления при взаимно ортогональных пучках циркулярной поляризации. Рисунок, *б* изображает фрагмент проекционной картины суммарного поля в диапазоне разности фаз $0-2\pi$. В фотоанизотропно-фотогиротропной среде без поворота оси анизотропии проекционная картина отображается в виде анизотропно-гиротропных участков, соответствующих суммарному полю, что схематически изображено на рисунке, *в*.

Если же при регистрации используется фотоанизотропная среда с упомянутым поворотом оси, то отображенная картина принимает вид согласно рисунку, *г*, что эквивалентно смещению картины векторного сложения в поперечном направлении и, следовательно, возникновению разности фаз между восстановленными голограммой и прошедшими непосредственно рабочими пучками. В зависимости от направления сдвига может происходить перекачка из сильной волны в слабую, или же наоборот, дискриминация слабой волны. При этом перекачка происходит без каких-либо управляющих воздействий при достижении средой в процессе экспозиции определенной анизотропии и поворота ее оси.

Перекачка на описанном механизме согласно рисунку, *г* наблюдалась ранее посредством специально для этой цели созданного поляризационно чувствительного материала. В эксперименте прошедший сквозь голограмму слабый компонент с течением времени усиливался и начинал преобладать по интенсивности над сильным компонентом, далее вновь начинал слабеть, достигал минимума, и вновь повторял цикл перекачки через все более возрастающие интервалы времени [6].

2. Второй механизм динамической перекачки не требует поворота оси анизотропии и возможен по схеме рисунка, *в* при определенных соотношениях фотоанизотропной и фотогиротропной реакций регистрирующей среды. Рассмотрим условия, при которых это реализуется.

Пусть две волны ортогональных циркулярных поляризаций: сильная $\Psi = \psi \exp i\alpha\left(\frac{1}{i}\right) \exp i\omega t$ и слабая $\Xi =$

$= \xi \exp i\rho \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp i(\omega t - \delta)$, — векторно складываются на поляризационно чувствительном регистрирующем материале. Здесь δ — набег фазы, связанный с углом встречи этих волн. Вектор электрической напряженности суммарной волны может быть записан в виде [7]:

$$\sum = \mathbf{p} \cos \omega t + \mathbf{q} \sin \omega t, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \psi \cos \alpha + \xi \cos(\beta - \delta) \\ -\psi \sin \alpha + \xi \sin(\beta - \delta) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{q} = - \begin{pmatrix} \psi \sin \alpha - \xi \sin(\beta - \delta) \\ \psi \cos \alpha + \xi \cos(\beta - \delta) \end{pmatrix}.$$

Если регистрирующая среда реагирует на воздействие эллиптически поляризованного света одновременным возникновением всех трех откликов — скалярной, фотоанизотропной и фотогиротропной с соответствующими комплексными коэффициентами: $\hat{s} = s' + is''$, $\hat{V}_L = V'_L + iV''_L$, $\hat{V}_G = V'_G + iV''_G$ [8], то матрицу голограммы приближенно можно представить по [9], что в частном случае использованных нами циркулярно поляризованных рабочих пучков сводится к виду

$$M \approx \exp -i\kappa d \hat{\mu} \hat{s} (\psi^2 + \xi^2) \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

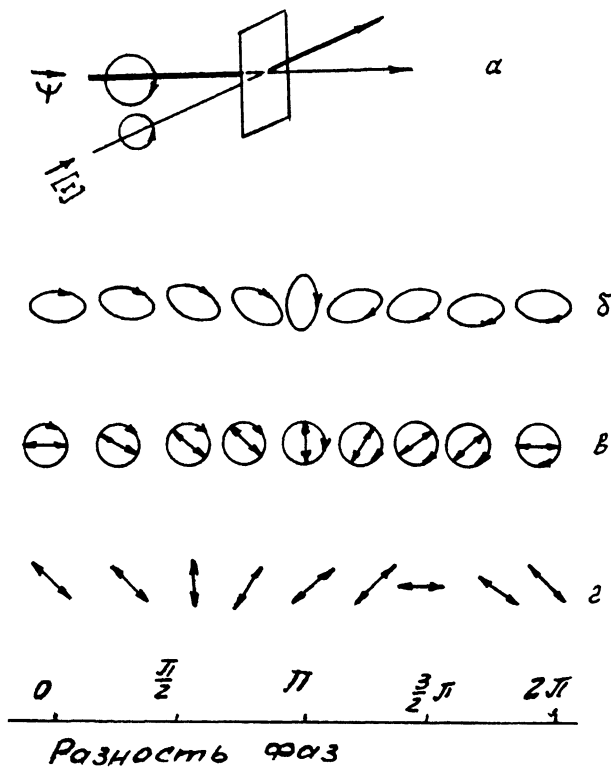
$$m_{11,22} = 1 \mp i2\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_L \psi \xi \cos[\alpha - (\beta - \delta)],$$

$$m_{12,21} = -i2\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_L \psi \xi \cdot \sin[\alpha - (\beta - \delta)] \mp \kappa d \hat{\mu} \hat{V}_G (\psi^2 - \xi^2).$$

Здесь d — толщина регистрирующей среды; $\hat{\mu} = \frac{(1+i\tau_0)}{n_0(1+\tau_0^2)}$, n_0, τ_0 — соответственно коэффициенты преломления и экстинкции среды в исходном, незасвеченном состоянии.

Поле за голограммой при одновременном прохождении суммарной волны и формирования ею восстановленных волн принимает относительно простой вид:

$$\begin{aligned} \Phi &\approx M \left\{ \psi \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \xi \exp i(\beta - \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right\} = \\ &= \exp -i\kappa d [n_0(1 + \tau_0) + \hat{\mu} \hat{s} (\psi^2 + \xi^2)] \times \\ &\times \left\{ \psi \exp i\alpha \left[1 - i\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_G (\psi^2 - \xi^2) - 2i\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_L \xi^2 \right] \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \right. \end{aligned}$$



a — схема поляризационно голографической перекачки энергии при циркулярных, ортогонально поляризованных рабочих пучках; *b* — фрагмент проекционной картины суммарного поля в диапазоне разности фаз $0-2\pi$; *в* — схематическое изображение проекционной картины, зарегистрированной в фотоанизотропно-фотогиротропной среде; *г* — схематическое изображение проекционной картины, зарегистрированной в фотоанизотропной среде с поворотом оси анизотропии.

$$+ \xi \exp i(\beta - \delta) \left[1 + i\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_G(\psi^2 - \xi^2) - 2i\kappa d \hat{\mu} \hat{V}_L \psi^2 \right] \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \} \quad (3)$$

Анализ (3) показывает, что при равенстве $\psi = \xi$ вторые члены заключенных в квадратные скобки коэффициентов исчезают и оба рабочих компонента оказываются равными. При этом перекачка энергии не имеет места в соответствии с логикой вещей. Вычислим интенсивности обоих компонентов, игнорируя члены высшего порядка малости. Из (3) имеем:

$$I_\psi \approx k\psi^2 \left\{ 1 + \frac{2\kappa d}{n_0(1 + \tau_0^2)} \times \right.$$

$$\times \left[(V_G'' - \tau_0 V_G') \psi^2 + (2V_L'' + 2\tau_0 V_L' - V_G'' - \tau_0 V_G') \xi^2 \right] \Big\},$$

$$I_\xi \approx k \xi^2 \left\{ 1 - \frac{2\pi d}{n_0(1 + \tau_0^2)} \times \right.$$

$$\left. \times [(V_G'' + \tau_0 V_G' - 2V_L'' - 2\tau_0 V_L') \psi^2 - (V_G'' + \tau_0 V_G') \xi^2] \right\}, \quad (4)$$

где k — общий у обеих компонентов коэффициент пропорциональности.

В процессе динамической записи — восстановления с увеличением времени экспозиции — как реальные, так и мнимые части комплексных коэффициентов \hat{V}_L и \hat{V}_G монотонно возрастают. Воспользовавшись (4), можно получить условие для этих коэффициентов, при котором интенсивности обеих волн уравниваются, после чего перекачка заканчивается и поле за голограммой стабилизируется:

$$\tau_0 (V_L' + V_G') + (V_L'' - V_G'') = \frac{n_0(1 + \tau_0^2)}{4\pi d}. \quad (5)$$

Полученное условие для разности коэффициентов фотоанизотропной и фотогиротропной реакций среды, как показали предварительные эксперименты, относительно просто реализуется на практике.

Подробный эксперимент поляризационно голографической перекачки по описанному механизму предполагается опубликовать в дальнейшем.

Список литературы

- [1] Какичашвили Ш.Д., Квиницидзе Т.Н. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. В. 7. С. 1449–1453.
- [2] Сидорович В.Г., Стаселько Д.И. // ЖТФ. 1974. Т. 44. В. 12. С. 2572–2579.
- [3] Ильин А.Г., Каманина Н.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 6. С. 86–90.
- [4] Какичашвили Ш.Д. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. В. 6. С. 977–978.
- [5] Какичашвили Ш.Д., Петрова С.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 22. С. 31–33.
- [6] Какичашвили Ш.Д. Векторная и трехмерная голография. Тбилиси. 1990. С. 67–69.

- [7] *Какичашвили Ш.Д.* Поляризация голография. Л.: Наука, 1989. 142 с.
- [8] *Какичашвили Ш.Д.* // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 63. В. 4. С. 911-917.
- [9] *Какичашвили Ш.Д.* // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. В. 10. С. 1976-1981.

Институт кибернетики
Тбилиси

Поступило в Редакцию
6 ноября 1993 г.
