

01; 07

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ПРИ ЧАСТИЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Ш. Д. Какичашивили

Теоретически анализируется поляризационно-голографическое восстановление поля объекта при использовании в качестве опорной полностью неполяризованной волны. Для записи используется поляризационно-чувствительная среда, в которой под действием эллиптически поляризованного света возникает анизотропия и гиротропия.

На основе модификации векторно-матричного метода Джонса для неполяризованного света показана возможность голографически воспроизводить состояние и степень поляризации, а также микроструктуру неполяризованного поля произвольной объектной волны.

Электромагнитные волны практически всегда поляризованы лишь частично. Причиной частичной поляризации являются рассеяние и отражение излучения, флуктуационные явления в излучающих системах и т. д.

Частично поляризованное излучение, как известно, может быть разложено на два ортогонально поляризованных и полностью некогерентных между собой компонента, интенсивности которых максимально различаются. Мерой частичной поляризации служит степень поляризации [1, 2].

Представление неполяризованного света как некогерентного сложения двух равных по интенсивности компонентов с любыми наперед заданными и ортогональными состояниями поляризации справедливо также для неполяризованного излучения генерируемого лазером. Причиной возникновения ортогональных некогерентных компонентов излучения является спонтанно возникающая в рабочем теле лазера статистически нескоррелированная по фазе и поляризации последовательность дугов. Очевидно, что изначальной причиной генерации в лазере неполяризованного света является конечность ширины спектральной линии. Подобное излучение способен генерировать лазер с оптически изотропным элементом и резонатором. В газовых лазерах неполяризованное излучение формируется при конструктивном сочленении активного элемента с резонатором посредством вакуумно плотных сильфонов. Сформированная таким путем волна может быть использована для голографического эксперимента, когда длина когерентности согласована с рабочей оптической схемой.

В предлагаемой работе теоретически анализируется поляризационно-голографическое воссоздание объектного поля при использовании в качестве опорной полностью неполяризованной волны. Рассмотрены случаи полной поляризации, произвольной частичной поляризации и поляризационной микроструктуры объектного поля. Вводится модификация векторно-матричного метода Джонса, позволяющая проводить необходимый теоретический анализ.

Неполяризованное излучение лазера при прохождении анизотропных сред, а также при отражении и рассеянии может поляризоваться и изменять микроструктуру неполяризованного света [3-5]. При этом преобразованный компонент способен интерферировать и векторно складываться с когерентным ему компонентом неполяризованной опорной волны. В этих условиях ортогональный компонент опорной волны налагается на суммарную картину в виде некогерентного фона. Подобная ситуация имеет место при любых состояниях поляризации объектной волны. Суммарная картина в общем случае промодули-

рована по интенсивности и по состоянию поляризации, являя собой совокупность двух картин: с состоянием поляризации объектной волны и некогерентного фона ортогональной ей поляризации. Воспользовавшись для регистрации поляризационно чувствительной средой [6, 7], эту картину можно зафиксировать. При записи на поляризационной голограмме [8, 9] получается распределение пространственно-переменной анизотропии и гиротропии, отображающей информацию о поляризации поля объекта. В случае частичной поляризации объектной волны голограмма формируется в виде аддитивного наложения двух структур взаимно ортогональной анизотропии и гиротропии. Глубина модуляции каждой из них пропорциональна амплитуде соответствующего компонента объектной волны. Для неполяризованного излучения объектной волны в формировании поляризационной голограммы участвуют в равной мере промодулированных оба компонента опорной волны, что в конечном итоге дает изотропный профиль голограммной структуры.

Для теоретического описания поляризационной голограммы при частичной поляризации регистрируемого излучения мы вновь воспользуемся векторно-матричным аппаратом Джонса [10, 11]. Однако этот аппарат следует модифицировать для частичной поляризации света, что не было учтено в исходных работах Джонса.

Частично эллиптически поляризованное излучение, как это следует из определения степени поляризации, содержит два полностью некогерентных между собой ортогональных поляризааций с равными эксцентриситетами, ортогональными ориентациями больших осей и взаимно обратными направлениями вращения. В общем случае интенсивности этих компонентов неодинаковы. Если большую ось преобладающего компонента совместить с координатной осью X , то модифицированный на частичную эллиптическую поляризацию вектор Джонса может быть записан в виде

$$E = A_x \exp i\varphi \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \frac{A_y}{A_x} \end{pmatrix} \oplus B_y \exp i\left(\psi \mp \frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} \pm i \frac{B_x}{B_y} \\ 1 \end{pmatrix},$$

$$\frac{A_y}{A_x} = \frac{B_x}{B_y}, \quad 0 \leq \frac{A_y}{A_x} \leq 1. \quad (1)$$

Здесь значок \oplus введен для обозначения некогерентного суммирования амплитуд и имеет место

$$E = A \oplus B = B \oplus A \quad \left(A = \sum_{i=1}^n A_i, \quad B = \sum_{j=1}^m B_j \right),$$

$$I = E^+ E = (A^+ \oplus B^+) (A \oplus B) = A^+ A + B^+ B. \quad (1')$$

Значком $+$ обозначен эрмитово-сопряженный вектор Джонса.

В повернутой на угол θ системе координат и после прохождения через поляризующее устройство модифицированный таким путем вектор Джонса соответственно определяется в виде

$$E_\theta = S(\theta) E = S(\theta) A \oplus S(\theta) B,$$

$$E' = S(-\theta) M S(\theta) E = S(-\theta) M S(\theta) A \oplus S(-\theta) M S(\theta) B, \quad (1'')$$

где $S(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$ и $S(-\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$ — прямая и обратная матрицы поворота, M — матрица Джонса поляризующего устройства.

При сложении частично эллиптически поляризованного света с полностью неполяризованным светом того же источника оба ортогональных компонента независимо интерферируют с когерентным ему компонентом, и результирующие поля некогерентно, аддитивно складываются.

Возможность проведения поляризационно-голографической записи в общем случае произвольного эллиптического состояния и произвольной степени поляризации объектной волны ниже показана на основе единого феноменологического механизма индуцирования фотоанизотропии и фотогиротропии в поляризационно-светочувствительной среде [12, 13].

Пусть из неполяризованного света когерентного источника объект выделяет и рассеивает полностью линейно поляризованный компонент. Для простоты выберем горизонтальную линейную поляризацию объектной волны. Воспользовавшись в качестве опорной волны полностью неполяризованным компонентом того же источника, получим суммарное поле в плоскости их перекрытия

$$E_{\Sigma} = E_L = E_{0,*} = A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + E_{0,x} \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus E_{0,y} \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $E_L = A \exp i\varphi \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ — вектор Джонса объектной волны, а $E_{0,*} = E_{0,x} \times \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus E_{0,y} \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — вектор Джонса опорной волны. Для интенсивности суммарного поля соответственно вдоль осей X и Y координатной системы имеем

$$\begin{aligned} I_{\Sigma, x} &= A^2(x, y) + E_{0,x}^2 + A(x, y) E_{0,x} \exp i[\varphi(x, y) - \alpha] + A(x, y) E_{0,x} \exp - \\ &\quad - i[\varphi(x, y) - \alpha], \\ I_{\Sigma, y} &= E_{0,y}^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Воспользуемся закономерностью фотоанизотропии для двумерной среды [13]. Так как эта закономерность связана с действующей интенсивностью линейной поляризации, то она, очевидно, пригодна в качестве меры светоиндуцированной анизотропии также и в случае воздействия частичной поляризации света. Имеем

$$\begin{aligned} \hat{n}_x - \hat{n}_0 &\approx \frac{1}{2\hat{n}_0} \hat{v}_L (I_{\Sigma, x} - I_{\Sigma, y}) + \frac{1}{2\hat{n}_0} \hat{s} (I_{\Sigma, x} + I_{\Sigma, y}), \\ \hat{n}_y - \hat{n}_0 &\approx -\frac{1}{2\hat{n}_0} \hat{v}_L (I_{\Sigma, x} - I_{\Sigma, y}) + \frac{1}{2\hat{n}_0} \hat{s} (I_{\Sigma, x} + I_{\Sigma, y}), \end{aligned} \quad (4)$$

где \hat{n}_0 — комплексный коэффициент преломления поляризационно-чувствительной среды, являющейся в исходном, необлученном состоянии изотропной и негиротропной; \hat{n}_x и \hat{n}_y — светоиндуцированные, комплексные коэффициенты преломления среды соответственно вдоль X и Y ; \hat{v}_L — комплексная функция векторной реакции среды, обусловившая анизотропный ее отклик на действующую интенсивность линейной поляризации; \hat{s} — комплексная функция скалярной реакции среды, обусловившая изотропный ее отклик на действующую интенсивность; $I_x - I_y$ — второй параметр Стокса, а $I_x + I_y$ — первый параметр Стокса актиничного излучения. Если на характеристики среды наложить ограничивающее условие $\hat{v}_L = \hat{s}$, то (4) запишется в виде

$$\begin{aligned} \hat{n}_x - \hat{n}_0 &= \frac{\hat{v}_L}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, x}, \\ \hat{n}_y - \hat{n}_0 &= \frac{\hat{v}_L}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, y}, \end{aligned} \quad (4')$$

после подстановки которой в соответствующую матрицу Джонса элементарного участка подобной голограммы получим (d — толщина голограммы)

$$\begin{aligned} M &= \begin{pmatrix} \exp -ixd\hat{n}_x & 0 \\ 0 & \exp -ixd\hat{n}_y \end{pmatrix} = \\ &= \exp -ixd\hat{n}_0 \begin{pmatrix} \exp -i\frac{xd\hat{v}_L}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, x} & 0 \\ 0 & \exp -i\frac{xd\hat{v}_L}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, y} \end{pmatrix} \approx \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\approx \exp -ixd\hat{n}_0 \left(\begin{array}{cc} 1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L [A^2(x, y) + E_{0,x}^2] & 0 \\ 0 & 1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,y}^2 \end{array} \right) - \\ &- \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,x} \exp -ixd\hat{n}_0 A(x, y) \exp i[\varphi(x, y) - \alpha] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} - \\ &- \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,x} \exp -ixd\hat{n}_0 A_x \exp -i[\varphi(x, y) - \alpha] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

Ограничившись линейным приближением матрицы Джонса и просветив полученную голограмму светом исходной опорной волны, получим

$$\mathbf{E} = M\mathbf{E}_{0,*} = M \left\{ E_{0,x} \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus E_{0,y} \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} = \mathbf{E}'_0 + \mathbf{E}'_{-1} + \mathbf{E}'_{+1}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_0 = \exp -ixd\hat{n}_0 \left\{ E_{0,x} \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L [A^2(x, y) + E_{0,x}^2] \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \right. \\ \left. \oplus E_{0,y} \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,y}^2 \end{pmatrix} \right\}, \end{aligned}$$

$$\mathbf{E}'_{-1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,x}^2 \exp -ixd\hat{n}_0 A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{E}'_{+1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_{0,x}^2 \exp -ixd\hat{n}_0 \exp i2\alpha A(x, y) \exp -i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Простой анализ дифрагированных голограммой компонентов поля показывает, что прошедшая через голограмму опорная (восстанавливающая) волна приобретает частичную поляризацию. Компонент \mathbf{E}'_{-1} соответствует восстановленной волне с идентичными объектному полю поляризацией и амплитудно-фазовым распределением. Компонент \mathbf{E}'_{+1} соответствует действительному изображению объекта с сопряженной фазой и также идентичным объектному полю состоянием поляризации. Возникновение компонента \mathbf{E}'_{-1} с полностью поляризованным полем линейной поляризации доказывает восстановление поля объектной волны.

Циркулярно поляризованное поле объектной волны

Суммарное поле в плоскости перекрытия циркулярно поляризованного объектного и полностью неполяризованного опорного пучков представляется в виде, где опорная волна записана как совокупность ортогональных, циркулярно поляризованных и полностью некогерентных компонентов

$$\mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E}_\pm + \mathbf{E}_{0,*} = A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} + E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Интенсивность суммарного поля (7) в виде действующих интенсивностей циркулярной поляризации можно записать как

$$\begin{aligned} I_{\Sigma, \pm} &= A^2(x, y) + E_0^2 + E_0 A(x, y) \exp i[\varphi(x, y) - \alpha] + \\ &+ E_0 A(x, y) \exp -i[\varphi(x, y) - \alpha], \\ I_{\Sigma, \mp} &= E_0^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Воспользуемся закономерностью фотогиротропии [13] и положим $\hat{v}_\alpha = \hat{\delta}$, где \hat{v}_α — комплексная функция векторной реакции, обусловившая гиротропный отклик среды на действующую интенсивность циркулярной поляризации; $\hat{\delta}$ — комплексная функция скалярной реакции, как и в (4). Имеем

$$\hat{n}_{\pm} - \hat{n}_0 = \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, \pm}, \quad \hat{n}_{\mp} - \hat{n}_0 = \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} I_{\Sigma, \mp}, \quad (9)$$

где \hat{n}_{\pm} , \hat{n}_- — светоиндуцированные комплексные коэффициенты преломления среды соответственно для право и лево циркулярно поляризованного света.

Подставляя (9) в матрицу Джонса элементарного участка голограммы и переходя к линейному ее приближению, получаем

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\pm}}{2} + \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\mp}}{2} & \mp i \exp -\left[\frac{i\chi d \hat{n}_{\pm}}{2} - \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\mp}}{2}\right] \\ \pm i \left[\exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\pm}}{2} - \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\mp}}{2}\right] & \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\pm}}{2} + \exp -\frac{i\chi d \hat{n}_{\mp}}{2} \end{pmatrix} \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \exp -\frac{i\chi d}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} E_0^2\right) \begin{pmatrix} \left[2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0}\right] (A^2 + E_0^2) & \frac{\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} (A^2 + E_0^2) \\ -\frac{\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} (A^2 + E_0^2) & \left[2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0}\right] (A^2 + E_0^2) \end{pmatrix} - \\ &- \frac{1}{2} \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} \exp -\frac{i\chi d}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} E_0^2\right) E_0 A \exp i(\varphi - \alpha) \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix} - \\ &- \frac{1}{2} \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} \exp -\frac{i\chi d}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} E_0^2\right) E_0 A \exp -i(\varphi - \alpha) \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}. \quad (10) \end{aligned}$$

Просветив голограмму неполяризованным светом исходной опорной волны, имеем

$$E = ME_{0,*} = M \left\{ E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix} \right\} = E'_0 + E'_{-1} + E'_{+1}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} E'_0 &\sim E_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} 2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \pm \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \\ -\frac{\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \pm i \left[2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2\right] \end{pmatrix} \oplus \\ &\oplus E_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} 2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \mp \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \\ -\frac{\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2 \mp i \left[2 - \frac{i\chi d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} A^2\right] \end{pmatrix}, \\ E'_{-1} &\sim E_0 A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 & \mp i \\ \pm i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}, \\ E'_{+1} &\sim E_0 A(x, y) \exp -i[\varphi(x, y) - 2\alpha] \begin{pmatrix} 1 & \mp i \\ \pm i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Интерпретация дифрагированных голограммой компонентов E'_0 , E'_{-1} , E'_{+1} , как и в случае линейной поляризации объекта, позволяет заключить, что E'_{-1} описывает восстановленное изображение объекта.

В общем случае полностью эллиптически поляризованного поля объекта распространение полученных выше результатов является тривиальным. При этом матрица Джонса соответствующей голограммы получается перемножением матриц (5) и (10), линейное приближение которых коммутативно.

Частично линейно поляризованное поле объекта

Подобное поле объекта, как упоминается выше (см. (1)), может быть представлено в виде

$$E_{L,*} = A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus B(x, y) \exp i\psi(x, y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

После его сложения с неполяризованным полем того же источника суммарное поле записывается

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E}_{L,*} + \mathbf{E}_{0,*} = [A(x, y) \exp i\varphi(x, y) + E_{0,x} \exp i\alpha] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \\ \oplus [B(x, y) \exp i\psi(x, y) + E_{0,y} \exp i\beta] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (13)$$

а его интенсивности по осям X и Y выражаются

$$\begin{aligned} I_{\Sigma,x} = A^2(x, y) + E_{0,x}^2 + A(x, y) E_{0,x} \{ \exp i[\varphi(x, y) - \alpha] + \exp -i[\varphi(x, y) - \alpha] \}, \\ I_{\Sigma,y} = B^2(x, y) + E_{0,y}^2 + B(x, y) E_{0,y} \{ \exp i[\psi(x, y) - \beta] + \exp -i[\psi(x, y) - \beta] \}. \end{aligned} \quad (14)$$

Вновь воспользовавшись (4'), получим для элементов матрицы Джонса элементарного участка голограммы

$$\begin{aligned} M_0 = \exp -ixd\hat{n}_0 \begin{pmatrix} 1 - \frac{ixd\hat{\nu}_L}{\hat{n}_0} [A^2(x, y) + E_{0,x}^2] & 0 \\ 0 & 1 - \frac{ixd\hat{\nu}_L}{\hat{n}_0} [B^2(x, y) + E_{0,y}^2] \end{pmatrix}, \\ M_{-1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L E_0 \exp -ixd\hat{n}_0 \begin{pmatrix} A(x, y) \exp i[\varphi(x, y) - \alpha] & 0 \\ 0 & B(x, y) \exp i[\psi(x, y) - \beta] \end{pmatrix}, \\ M_{+1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L E_0 \exp -ixd\hat{n}_0 \times \\ \times \begin{pmatrix} A(x, y) \exp -i[\varphi(x, y) - \alpha] & 0 \\ 0 & B(x, y) \exp -i[\psi(x, y) - \beta] \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

а соответствующие поля, формируемые при просвечивании опорной волной, представляются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_0 = \exp -ixd\hat{n}_0 \left\{ \left[1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L (A^2 + E_{0,x}^2) \right] E_{0,x} \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \right. \\ \left. \oplus \left[1 - \frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L (B^2 + E_{0,y}^2) \right] E_{0,y} \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}, \\ \mathbf{E}'_{-1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L E_0^2 \exp -ixd\hat{n}_0 \left\{ A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus B(x, y) \exp i\psi(x, y) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}, \\ \mathbf{E}'_{+1} = -\frac{ixd}{\hat{n}_0} \hat{\nu}_L E_0^2 \exp -ixd\hat{n}_0 \left\{ A(x, y) \exp -i[\varphi(x, y) - 2\alpha] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \right. \\ \left. \oplus B(x, y) \exp -i[\psi(x, y) - 2\beta] \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь \mathbf{E}'_{-1} описывает восстановленное по состоянию и степени поляризации поле объектной волны (эксперименты по этому разделу см. [14, 15]).

Частично циркулярно поляризованное поле объекта

В этом случае поле объектной волны записывается в виде

$$\mathbf{E}_\pm = A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \oplus B(x, y) \exp i\psi(x, y) \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Воспользовавшись (9) и проведя аналогичные предыдущему разделу выкладки, можно написать для восстановленного голограммой поля

$$\mathbf{E}'_0 = \frac{1}{2} \exp -\frac{ixd}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{\nu}_G}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) \times$$

$$\times \left\{ E_0 \exp i\alpha \left(\begin{array}{c} \left[2 - \frac{i\lambda d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} \right] (A^2 + E_0^2) \pm \frac{i\lambda d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} (A^2 + E_0^2) \\ - \frac{i\lambda d \hat{v}_G}{2\hat{n}_0} (A^2 + E_0^2) \pm i \left[2 - \frac{i\lambda d \hat{v}_G}{2\hat{n}_0} \right] (A^2 + E_0^2) \end{array} \right) \oplus \right.$$

$$\left. \oplus E_0 \exp i\beta \left(\begin{array}{c} \left[2 - \frac{i\lambda d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} \right] (B^2 + E_0^2) \mp \frac{i\lambda d \hat{v}_G}{2\hat{n}_0} (B^2 + E_0^2) \\ - \frac{i\lambda d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} (B^2 + E_0^2) \mp i \left[2 - \frac{i\lambda d \hat{v}_G}{2\hat{n}_0} \right] (B^2 + E_0^2) \end{array} \right), \right.$$

$$E'_{-1} = -\frac{i\lambda d \hat{v}_G}{2\hat{n}_0} \exp -\frac{i\lambda d}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) E_0 \left\{ A(x, y) \exp i\varphi(x, y) \left(\begin{array}{c} 1 \\ \pm i \end{array} \right) \oplus \right.$$

$$\left. \oplus B(x, y) \exp i\psi(x, y) \left(\begin{array}{c} 1 \\ \pm i \end{array} \right) \right\}$$

$$E'_{+1} = -\frac{i\lambda d}{2} \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} \exp -\frac{i\lambda d}{2} \left(\hat{n}_0 + \frac{\hat{v}_G}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) E_0 \left\{ A(x, y) \exp -i[\varphi(x, y) - 2\alpha] \left(\begin{array}{c} 1 \\ \pm i \end{array} \right) \oplus \right.$$

$$\left. \oplus B(x, y) \exp -i[\psi(x, y) - 2\beta] \left(\begin{array}{c} 1 \\ \mp i \end{array} \right) \right\}. \quad (18)$$

Здесь E'_{-1} описывает восстановленное по состоянию и степени поляризации поле объектной волны.

Восстановление поляризационной микроструктуры неполяризованного света

При прохождении неполяризованного света через фазовые пластины и оптически активные устройства изменяется его структура. Однако непосредственный поляризационный анализ не позволяет обнаружить какие-либо изменения в состоянии и степени его поляризации. С. И. Вавилов впервые показал возможность выявления микроструктуры измененного таким путем света в интерференционно-эллипсометрическом эксперименте [4]. Несомая неполяризованным светом информация о его микроструктуре может быть зафиксирована и восстановлена поляризационно-голографическим методом. Рассмотрим случай прохождения неполяризованного света через полуволновую пластину. Матрица Джонса полуволновой пластины, ориентированной вдоль осей лабораторной системы координат, записывается в виде [11]

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \exp -i\delta, \quad (19)$$

где δ — набег фазы, вызванный наклонным прохождением света.

Если падающий свет представить как совокупность циркулярно взаимортогонально поляризованных некогерентных компонентов (см. (7)), то прошедшая сквозь пластину объектная волна запишется в виде

$$E_* = ME_{0,*} = E_0 \exp i(\alpha - \delta) \left(\begin{array}{c} 1 \\ \mp i \end{array} \right) \oplus E_0 \exp i(\beta - \delta) \left(\begin{array}{c} 1 \\ \pm i \end{array} \right). \quad (20)$$

Суммарная картина интерференции объектной и неполяризованной опорной волн дает

$$E_2 = E_* + E_{0,*} = E_1 \oplus E_2, \quad (21)$$

где введены обозначения результирующих компонентов суммарного поля

$$E_1 = E_0 \exp i\alpha \left(\begin{array}{c} 1 + \exp -i\delta \\ \mp i(1 - \exp -i\delta) \end{array} \right); \quad E_2 = E_0 \exp i\beta \left(\begin{array}{c} 1 + \exp -i\delta \\ \mp i(1 - \exp -i\delta) \end{array} \right).$$

Для анализа поляризации E_1 и E_2 воспользуемся соответствующими им векторами p и q [9]

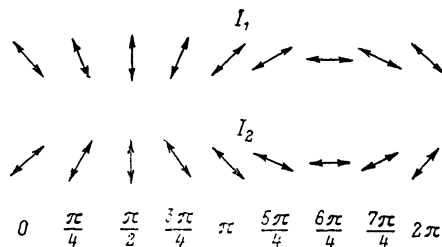
$$\begin{aligned} p_1 &= E_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha - \sin(\alpha - \delta) \\ \mp \sin \alpha \pm \cos(\alpha - \delta) \end{pmatrix} & p_2 &= E_0 \begin{pmatrix} \cos \beta - \sin(\beta - \delta) \\ \pm \sin \beta \mp \cos(\beta - \delta) \end{pmatrix}, \\ q_1 &= -E_0 \begin{pmatrix} \sin \alpha + \cos(\alpha - \delta) \\ \pm \cos \alpha \pm \sin(\alpha - \delta) \end{pmatrix} & q_2 &= -E_0 \begin{pmatrix} \sin \beta + \cos(\beta - \delta) \\ \mp \cos \beta \mp \sin(\beta - \delta) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (22)$$

Воспользовавшись развитым в [9] подходом, легко установить, что E_1 и E_2 линейно поляризованы, причем имеет место

$$\begin{aligned} I_1 &= 4E_0^2 & I_2 &= 4E_0^2, \\ \sin 2\rho_1 &= \pm \cos \delta & \sin 2\rho_2 &= \mp \cos \delta, \\ \cos 2\rho_1 &= \sin \delta & \cos 2\rho_2 &= \sin \delta, \end{aligned} \quad (23)$$

где ρ определяет ориентацию плоскости колебания.

В качестве примера на рисунке приведены проекционные картины, соответствующие интенсивностям I_1 и I_2 в зависимости от набега фазы δ . Для определенности взяты верхние знаки $\cos \delta$ и $\sin \delta$. Очевидно, что на поверхности регистрирующего материала обе картины аддитивно, некогерентно суммируются.



Проведем голографическую запись результирующего поля интенсивностей на поляризационно чувствительном материале и воспользуемся (4') для построения соответствующей матрицы Джонса элементарного участка голограммы. В линейном приближении каждая из матриц, обусловленная воздействием I_1 и I_2 , запишется в виде

$$\begin{aligned} M_1 &\approx \exp -ixd \left(\hat{n}_0 + \frac{2s}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) \begin{pmatrix} 1 - \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \sin \delta & \mp i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \cos \delta \\ \mp i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \cos \delta & 1 + \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \sin \delta \end{pmatrix}, \\ M_2 &\approx \exp -ixd \left(\hat{n}_0 + \frac{2s}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) \begin{pmatrix} 1 - i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \sin \delta & \pm i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \cos \delta \\ \pm i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \cos \delta & \pm i \frac{2xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \sin \delta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

При этом результирующая матрица Джонса вследствие некогерентности I_1 и I_2 представляется как аддитивная сумма обеих матриц

$$\begin{aligned} M &= \frac{M_1 + M_2}{2} = \exp -ixd \left(\hat{n}_0 + \frac{2s}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \right. \\ &+ \frac{xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \exp -i\delta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} - \frac{xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \exp i\delta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \left. \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Просветив голограмму исходной опорной волной, получим дифрагированные поля

$$E' = M E_0, * = \exp -ixd \left(\hat{n}_0 + \frac{2s}{\hat{n}_0} E_0^2 \right) (E'_0 + E'_{-1} + E'_{+1}), \quad (26)$$

где

$$\begin{aligned} E'_0 &= E_0 \exp ia \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix}, \\ E'_{-1} &= \frac{xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \left[E_0 \exp i(\alpha - \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i(\beta - \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \right], \\ E'_{+1} &= \frac{xd}{\hat{n}_0} \hat{v}_L E_0^2 \left[E_0 \exp i(\alpha + \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ \mp i \end{pmatrix} \oplus E_0 \exp i(\beta + \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} \right]. \end{aligned}$$

В полученном выражении E'_0 описывает прошедшую без дифракции часть восстанавливающей волны, микроструктура которой оказывается неизменной. Сравнение компонента E'_{-1} с (20) показывает, что они с точностью до постоянного множителя идентичны. Это доказывает восстановление голограммой поля объектной волны и его микроструктуры. Компонент E'_{+1} описывает восстановленное действительное изображение, которое также идентично по микроструктуре неполяризованного света с полем объектной волны. При этом фазовый его член обращен [16].

Показанная в данной работе возможность поляризационно-голографического метода восстанавливать состояние, степень и поляризационную микроструктуру волнового поля предельно обобщает возможности голографического метода и создает перспективы прикладных и научных применений.

Литература

- [1] Шерклифф У. Поляризованный свет. М., 1965. 246 с.
- [2] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. 583 с.
- [3] Дитчберн Р. Физическая оптика. М., 1965. 631 с.
- [4] Вавилов С. И. // Изв. АН СССР. Сер. 7. 1932. № 10. С. 1451—1458.
- [5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. 855 с.
- [6] Weigert F. // Verhandl. der Deutschen Physik. Ges. 1919. Bd 21. S. 479—483.
- [7] Какичашвили Ш. Д. // Опт. и спектр. 1977. Т. 42. Вып. 2. С. 390—394.
- [8] Какичашвили Ш. Д. // Опт. и спектр. 1972. Т. 33. Вып. 2. С. 324—327.
- [9] Какичашвили Ш. Д. // Квант. электр. 1983. Т. 10. № 10. С. 1976—1981.
- [10] Jones R. C. // J. Opt. Soc. Amer. 1941. Vol. 31. N 7. P. 488—493.
- [11] Jones R. C. // J. Opt. Soc. Amer. 1947. Vol. 37. N 2. P. 110—112.
- [12] Какичашвили Ш. Д. // Опт. и спектр. 1982. Т. 52. Вып. 2. С. 317—321.
- [13] Какичашвили Ш. Д. Опт. и спектр. 1987. Т. 63. Вып. 4. С. 911—917.
- [14] Какичашвили Ш. Д. Сообщение АН ГССР. 1979. Т. 96. № 1. С. 73—76.
- [15] Какичашвили Ш. Д. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 2. С. 79—82.
- [16] Какичашвили Ш. Д., Вардосанидзе З. В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1175—1179.

Грузинский политехнический
институт им. В. И. Ленина
Тбилиси

Поступило в Редакцию
13 января 1988 г.