

ной опорной волне компонентой электрич. вектора объектной волны регистрируется также ортогональная его компонента, что позволяет смоделировать в голограмме векторный характер поля стоячих волн [3, 4]. При этом пространственно-переменное состояние поляризации суммарного поля вызывает в среде возникновение соответственно переменной фотоиндуциров. анизотропии и гиротропии. В процессе поляризационно-голографич. воспроизведения поле объекта восстанавливается наряду с амплитудой и фазой также по состоянию и степени поляризации. Поляризац. голограмма может быть получена как в попутных (схемы Габора, Лейта), так и во встречных пучках (схема Денисюка). В зависимости от времени запоминания среды возможна поляризационно-голографич. запись как в статич., так и в динамич. режимах [5, 6].

Теоретич. описание П. г. требует существ. усложнения матем. аппарата сравнительно со скалярной голографией. Соединение векторно-матричного метода Джонса с поляризац. обобщением Гюйгенса — Френеля принципа позволяет реформулировать дифракц. интеграл Кирхгофа в векторном виде, что даёт возможность анализировать поле при дифракции на структурах неанізотропного характера, в т. ч. на поляризац. голограмме (см. Джонса матричный метод [7]):

$$E \approx \frac{e^{-ikR}}{4\pi R} \iint_{S_0} n \begin{pmatrix} (1+n)l^2 & -lm \\ -lm & (1+n)m^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{1-l^2} & 0 \\ 0 & \sqrt{1-m^2} \end{pmatrix} \times \\ \times M E_0 \exp [i(\omega t - kR)] dS_0, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi/T$, $k = 2\pi/\lambda$, T — период колебания, λ — длина волны, M — матрица Джонса дифрагирующего объекта, E — вектор Джонса просвечивающей волны, $R = R(x, y, z, x_0, y_0)$ — расстояние от объекта до точки наблюдения; l, m, n — направляющие косинусы волнового вектора от объекта до точки наблюдения, S_0 — область, занятая объектом.

Количеств. описание индуцированных в среде анизотропии в зависимости от энергии и состояния поляризации излучения, воздействующего на среду в процессе записи, показывает, что под действием активничного излучения эллиптич. поляризации первоначально изотропная и негиротропная среда в общем случае становится подобной гиротропному кристаллу. При этом в трёх её сечениях в направлении воздействия активничного излучения и в перпендикулярных направлениях комплексный коэф. преломления принимает значения [8]:

$$\hat{n}_1^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 + I_2) \pm \sqrt{[\hat{v}_L(I_1 - I_2)]^2 + [\hat{v}_G(I_+ - I_-)]^2}, \\ \hat{n}_2^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 + I_2) \pm \hat{v}_L(I_1 \mp I_2), \quad (2) \\ \hat{n}_3^2 - \hat{n}_0^2 = \hat{s}(I_1 + I_2) \mp \hat{v}_L(I_1 \mp I_2),$$

где n_0 — исходный коэф. преломления; \hat{s}, \hat{v}_L и \hat{v}_G — коэф. реакции поляризационно-чувствит. среды, обусловившие соответственно изотропный, анизотропный и гиротропный отклики на действующую интенсивность эллиптич. поляризации; $I_1 + I_2, I_1 - I_2$ и $I_+ - I_-$ — соответственно первый, второй и четвёртый Стокса параметры действующего излучения.

Развита последоват. теория П. г. в двумерных и трёхмерных поляризационно-чувствит. средах, осмысливающаяся на (1), (2), а также проведены эксперим. исследования, позволяющие сделать ряд заключений. 1. Имеет место асимметрия в состояниях поляризации восстановленного и сопряжённых изображений. В частном случае ортогонально- и циркулярно-поляризованных опорной и объектной волн сопряжённые изображения не возникают. 2. Состояние поляризации опорной волны оказывается необходимым согласовать с коэф. реакции среды. Существенно важно, что как при

наличии только фотоанизотропии ($\hat{v}_L \neq 0; \hat{v}_G = 0$) или только фотогиротропии ($\hat{v}_L = 0; \hat{v}_G \neq 0$), так и в общем случае ($\hat{s} \neq 0; \hat{v}_L \neq 0; \hat{v}_G \neq 0$) произвольное пространственно-переменное по поляризации поле объекта возможно адекватно восстановить. При несогласованной со свойствами среды опорной волне имеют место преобразования состояния поляризации восстановленного поля. 3. Использование неполяризованной опорной волны позволяет воспроизвести степень поляризации частично поляризованного, а также микроструктуру неполяризованного волновых полей объекта.

С помощью П. г. решается ряд ранее недоступных задач. Преобразование состояния поляризации восстановленного изображения даёт информацию о векторных коэф. фотореакции, и в конечном итоге о фотоперестройках элементарных центров регистрирующей среды. Это особенно перспективно в совокупности с динамич. режимом записи, когда практически любая среда оказывается способной голографически записать и воспроизвести поле эл.-магн. волн (см. Динамическая голография). П. г. может быть использована в изучении напряжённого и напряжённо-деформиров. состояния реал. объектов и конструкций. Методами П. г. возможно создание дифракц. элементов с перем. профилем анизотропии и гиротропии. Подобные структуры способны разлагать поступающее на них поле пространственно-переменной поляризации на ортогональный базис, выделяя компоненты базиса соответственно в положитель. и отрицат. порядки дифракции (рис. 2). Обращение волнового фронта в П. г. может быть использовано для

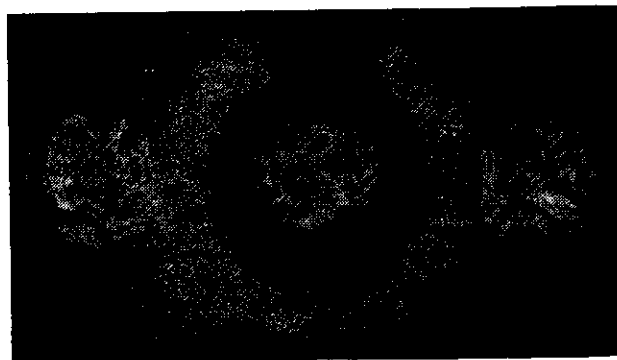


Рис. 2. Картина дифракции сложнопolarизованного объекта на решётке анизотропного профиля (неоднородный по сечению кристалл рубина). В центре — недифрагированный, нулевой порядок, ослабленный нейтральным фильтром. Слева и справа от него — дифракционные изображения соответственно +1-го и -1-го порядков. Взаимно дополняемый по интенсивности характер этих изображений иллюстрирует распределение право- и левополярно поляризуемых участков сечения кристалла.

коррекции генерируемого лазером излучения со сложным распределением поляризации по фронту. Представляется перспективным применение П. г. в гидро- и аэродинамич. экспериментах, в задачах переработки оптич. информации и создании оптич. памяти. Избыточность отображённой на поляризац. голограмме исходной информации (интенсивность, ориентация, эксцентриситет, направление вращения эллипса поляризации) свидетельствует о принципиально новых возможностях гибкой и оперативной её переработки во мн. приложениях [9—11].

Лит.: 1) Г а б о р Д., A new microscopic principle, «Nature», 1948, в. 161, р. 777; 2) Д е н и с ю к Ю. Н., Об изображениях оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения, «ДАН СССР», 1962, т. 144, в. 6, с. 1275; 3) К а к и ч а ш в и л и Ш. Д., О поляризационной записи голограмм, «Оптика и спектроскопия», 1972, т. 33, № 2, с. 324; 4) его же, Метод фазовой поляризационной записи голограмм, «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 6, с. 1435; 5) Weigert F., Über einen neuen der Strahlung in lichtempfindlichen Schichten, «Verhand. Deutsch. Phys. Ges.», 1919, Bd 21, S. 479; 6) B u c k i n g h a m A. D., Birefringence resulting from the application