

07

© 1991

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА (скалярная реакция среды)

З.В. В а р д о с а н и д з е

При рассеянии анизотропными и гиротропными объектами неполяризованный свет меняет свою поляризационную микроструктуру [1, 2]. Суммарная картина интерференции с неполяризованной опорной волной того же источника при этом промодулирована как по интенсивности, так и по состоянию и степени поляризации [3]. Воспользовавшись для регистрации поляризационно чувствительной средой эту картину можно зафиксировать в виде голограммы. Поскольку эффекты, вызванные взаимодействием актиничного излучения со светочувствительной средой, могут быть как изотропными (скалярная реакция), так анизотропными и гиротропными (векторная реакция); свойства подобной голограммы определяются, с одной стороны, характером суммарной картины интерференции, с другой стороны – свойствами самой регистрирующей среды [4].

В предлагаемой работе теоретически и экспериментально исследованы возможности голографической записи с использованием неполяризованного света и регистрирующей среды, не отображающей состояние поляризации актиничного излучения, в качестве которой могут служить, например, бихромированный желатин и галогидосеребряные эмульсии.

Для упрощения расчетов рассмотрим частный случай записи голограмм сфокусированных изображений. Это рассмотрение, не ограничивая общность задачи, позволяет интерпретировать результаты экспериментальных исследований.

Представим неполяризованный свет в виде некогерентной суммы двух взаимноортогональных, линейнополяризованных компонент:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \vec{E}_0 \exp i\beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где \vec{E}_0 – амплитуда вектора электрического поля, α и β – фазы соответствующих компонент, а знак \oplus означает некогерентное сложение [5].

Пусть имеется прозрачный анизотропный объект произвольной ориентации, матрица Джонса которого имеет вид [6]

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2\theta \exp(-i\alpha d n_x) + \sin^2\theta \exp(-i\alpha d n_y) & \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i\alpha d n_x) - \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i\alpha d n_y) \\ \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i\alpha d n_x) + \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i\alpha d n_y) & \sin^2\theta \exp(-i\alpha d n_x) + \cos^2\theta \exp(-i\alpha d n_y) \end{pmatrix} \times \exp(-i\delta) \quad (2)$$

Здесь $\alpha = 2\pi/\lambda$, d - толщина объекта, n_x и n_y - коэффициенты преломления по соответствующим осям, θ - угол ориентации оси анизотропии объекта относительно лабораторной системы координат, δ - набег фазы, обусловленный наклонным прохождением света. Из (1) и (2) для объектной волны имеем

$$\vec{E}_{o\delta} = M \cdot \vec{E}. \quad (3)$$

Используя в качестве опорного (1), для суммарного поля получим

$$\vec{E}_{\Sigma} = \vec{E} + \vec{E}_{o\delta} = \begin{pmatrix} \vec{E}_o \exp i\alpha - \vec{E}_o \cos^2\theta \exp(-i(\alpha d n_x - \alpha + \delta)) + \vec{E}_o \sin^2\theta \exp(-i(\alpha d n_y - \alpha + \delta)) \\ \vec{E}_o \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i(\alpha d n_x - \alpha + \delta)) + \vec{E}_o \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i(\alpha d n_y - \alpha + \delta)) \end{pmatrix} \oplus \begin{pmatrix} \vec{E}_o \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i(\alpha d n_x - \alpha + \delta)) + \vec{E}_o \frac{\sin 2\theta}{2} \exp(-i(\alpha d n_y - \alpha + \delta)) \\ \vec{E}_o \exp i\beta + \vec{E}_o \sin^2\theta \exp(-i(\alpha d n_x - \alpha + \delta)) + \vec{E}_o \cos^2\theta \exp(-i(\alpha d n_y - \alpha + \delta)) \end{pmatrix} \quad (4)$$

Из (4) следует, что суммарное поле представляет некогерентную сумму двух взаимно ортогональных компонент эллиптической поляризации. Вычислив параметры эллипса поляризации отдельных компонент суммарного поля [7] и воспользовавшись закономерностью фотореакции с учетом отсутствия векторного отклика среды [4], для матрицы Джонса голограммы получим

$$M_r = \frac{1}{2}(M_{r1} + M_{r2}) = \exp(-i\alpha d_r) \left\{ \hat{n}_o - \frac{\hat{S}}{2\hat{n}_o} E_o^2 [2 + \exp(i(\alpha d n_x + \delta)) + \exp(-i(\alpha d n_x + \delta)) + \exp(i(\alpha d n_y + \delta)) + \exp(-i(\alpha d n_y + \delta))] \right\} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где M_{r1} и M_{r2} - матрицы Джонса, соответствующие действиям отдельных некогерентных компонент [5]; d_r - толщина голограммы; \hat{n}_o - исходный коэффициент преломления, а \hat{S} - скалярная реакция среды.

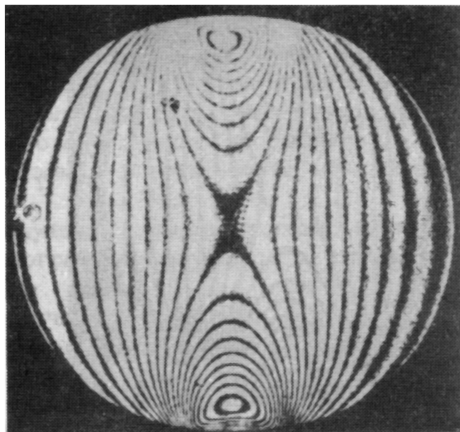


Рис. 1.

Просветив полученную голограмму опорной волной (1) и оставив только члены для мнимого и действительного изображений объекта, получим:

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm 1} = & \frac{i\alpha d_r \hat{S}}{2\hat{n}_0} E_0^3 \exp - i\alpha d_r \hat{n}_0 [\exp i\alpha d n_x + \exp i\alpha d n_y] \exp i(\alpha \pm \delta) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \\ & \oplus \frac{i\alpha d_r \hat{S}}{2\hat{n}_0} E_0^3 \exp - i\alpha d_r \hat{n}_0 [\exp i\alpha d n_x + \exp i\alpha d n_y] \exp i(\alpha \pm \delta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

откуда следует, что голограмма не восстанавливает объектную волну, однако информация о распределении в ней анизотропии при этом воспроизводится. Действительно, оценив интенсивность восстановленных изображений, имеем

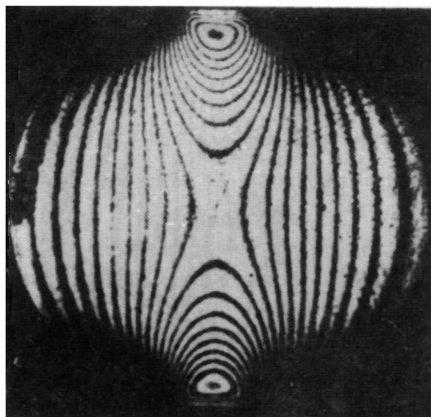
$$I_{\pm 1} = \frac{\alpha^2 d_r^2 \hat{S}^2}{2\hat{n}_0^2} E_0^6 \cos^2 \frac{\alpha d(n_x - n_y)}{2}. \quad (7)$$

Выражение (7) соответствует картине изохром.

Пусть теперь на пути опорной волны в процессе записи установлена полуволновая анизотропная фазовая пластина. Аналогичные расчеты в этом случае для интенсивности восстановленной волны дают

$$I_{\pm} = \frac{\alpha^2 d_r^2 \hat{S}^2}{2\hat{n}_0^2} E_0^6 \cos^2 2(\rho - \theta) \sin^2 \frac{\alpha d(n_x - n_y)}{2}, \quad (8)$$

где ρ — угол ориентации оси анизотропии полуволновой пластины. Выражение (8) соответствует смещенной на $\pi/2$, по сравнению с (7), картине изохром и наложенной на ней картине изоклин [8].



a

δ

β

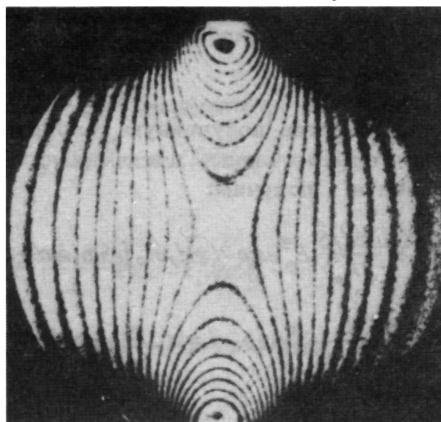
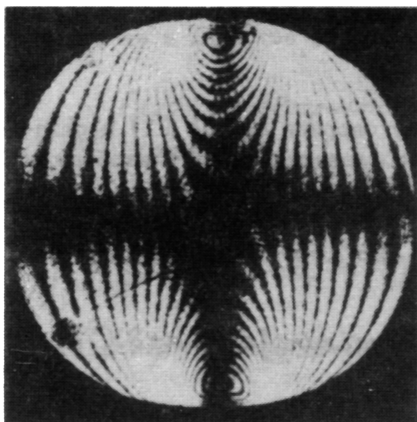


Рис. 2.

Теоретический расчет в случае записи, когда на пути опорной волны устанавливалось полуволновая гиротропная фазовая пластина (вращатель на 90°), показал, что восстановление отсутствует.

С целью проверки развитой выше теории осуществлена голографическая запись в попутных пучках на бихромированном желатине. Источником излучения служил He-Cd лазер, генерирующий неполяризованное излучение на длине волны $\lambda = 441.6$ нм, для которой бихромированный желатин выявляет только скалярную реакцию. Объектом служила прозрачная напряженная полимерная модель круглой формы. Результаты эксперимента представлены на рис. 1 и 2. Рис. 1 иллюстрирует картину изохром, восстановленную с голограммы, записанной при неполяризованной опорной волне без изменения ее микроструктуры. На рис. 2, а, б, в представлены картины изохром и изоклин, восстановленные с голограмм, полученных при неполяризованной опорной волне, микроструктура которой была изменена с помощью полуволновой анизотропной фазовой пластины, ориентированной под углом 0, 45 и 90° соответственно.

Изменение микроструктуры опорной волны с помощью полуволновой гиротропной фазовой пластины (кварцевой вращатель на 90°) приводит к тому, что на данном материале, в соответствии с развитой теорией, голограмма не фиксируется, о чем свидетельствовало отсутствие восстановленного изображения.

Таким образом, в данной работе предложена методика, согласно которой:

1) Для получения картины изохром анизотропных объектов производится голографическая запись с использованием неполяризованного света.

2) Для получения совместной картины изохром и изоклин на пути неполяризованной опорной волны в процессе записи устанавливается полуволновая анизотропная фазовая пластина.

Совокупность этих двух картин позволяет получить полную информацию об анизотропном строении объекта.

В заключение отметим, что использование в предложенной методике поляризационно чувствительной регистрирующей среды и произвольной анизотропной или гиротропной пластины значительно расширяют ее функциональные возможности по получению информации, отображающей анизотропное строение объектов, что предполагается проанализировать в дальнейшем.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В а в и л о в С.И. // Изв. АН СССР. ОМЭН, сер. 7. 1932. № 9. С. 1451-1458.
- [2] L a n g s d o r f A., D u B r i d g e L. // JOSA. 1934. V. 24. P. 1-4.
- [3] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д., В а р д о с а н и д з е З.В. Векторная и техмерная голография. Тбилиси, 1990. 156 с.
- [4] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52. № 2. С. 317-321.
- [5] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 2. С. 26-34.
- [6] Ш е р к л и ф ф У. Поляризованный свет. М., 1965. 246 с.
- [7] К а к и ч а ш в и л и Ш.Д. Поляризационная голография. Л., 1989. 144 с.
- [8] К о к е р Э., Ф а й л о н Л. Оптический метод исследования напряжений. ОНТИ. Л., М., 1936. 634 с.

Институт кибернетики
АН ГССР,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
16 марта 1991 г.