

В.Г. Гусев

**ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММ В ДИФФУЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ  
ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ  
ПРИ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ ГАБОРА**

Приведен анализ интерферометра на основе записи голограммы сфокусированного с помощью телескопической системы Кеплера изображения амплитудного рассеивателя по схеме Габора. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы формируется интерферограмма, характеризующая сферические aberrации контролируемого объекта.

В [1] было показано, что двухэкспозиционная запись голограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы Кеплера изображения матового экрана с использованием внеосевой опорной волны приводит на стадии ее восстановления к формированию в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. При этом информация о волновых aberrациях оптической системы заключена в пределах каждого индивидуального субъективного спекла в плоскости голограммы, и интерференционная картина, характеризующая их, локализуется в дальней зоне дифракции при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы. В свою очередь спекл-поле в ней модулируется фазовой функцией, определяющей волновые aberrации оптической системы в канале формирования опорной волны и оптической системы в канале формирования волны излучения, используемого для освещения матового экрана. Интерференционная картина, характеризующая эти волновые aberrации, локализуется в плоскости голограммы, и для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости Фурье образа изображения матового экрана.

В настоящей статье анализируются условия формирования интерференционной картины, характеризующей сферические aberrации оптической системы типа зрительной трубы Кеплера, в случае одноэкспозиционной записи с ее помощью голограммы сфокусированного изображения амплитудного рассеивателя по схеме Габора.

Согласно рис. 1, а, изображение амплитудного рассеивателя 1 строится с помощью телескопической оптической системы из двух положительных линз  $L_1$  (объектив),  $L_2$  (окуляр) в плоскости фотопластинки 2. Проводится запись голограммы Габора при освещении рассеивателя когерентным излучением. После фотографической обработки на голограмму поступает плоская волна от когерентного источника света, используемого на стадии ее записи, и в плоскости Фурье 3 (рис. 1, б) регистрируется интерференционная картина при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы с помощью круглого отверстия в непрозрачном экране  $p_3$ .

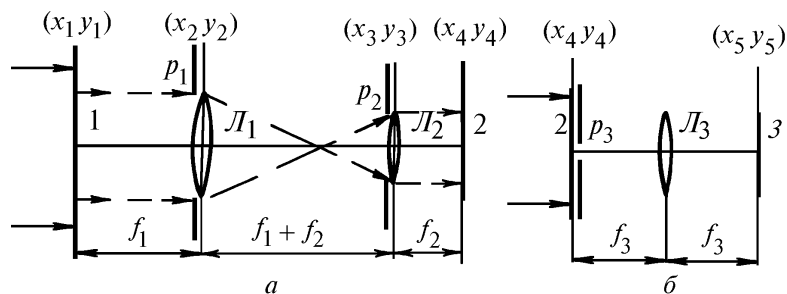


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) голограммы Габора: 1 – амплитудный рассеиватель; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерферограммы;  $L_1, L_2, L_3$  – линзы;  $p_1, p_2$  – апертурные диафрагмы;  $p_3$  – пространственный фильтр

В общем случае деформация регистрируемого волнового фронта при отклонении от плоскости параксиального изображения будет определяться расфокусировкой телескопической системы, углом сходимости или расходимости пространственно-ограниченного пучка когерентного излучения, поступающего на амплитудный рассеиватель, расстоянием между плоскостью  $(x_1, y_1)$  и главной плоскостью  $(x_2, y_2)$  линзы  $L_1$ , расстоянием между главной плоскостью  $(x_3, y_3)$  линзы  $L_2$  и плоскостью фотопластинки. Однако учет всех возможных расстройек при анализе формирования действительного изображения амплитудного рассеивателя приводит к громоздким выражениям. Поэтому для сокращения записи будем считать, что при регистрации голограммы расстояние между амплитудным рассеивателем и главной плоскостью линзы  $L_1$  составляет величину  $l_1 = f_1 \pm \Delta l_1$ , где  $f_1$  – фокусное расстояние линзы  $L_1$ ,  $\Delta l_1$  соответствует точности установки амплитудного рассеивателя в передней фокальной плоскости линзы  $L_1$ . Тогда с учетом дифракционной ограниченности на основании [1] в приближении Френеля, опуская постоянные амплитудные и фазовые множители, комплексную амплитуду поля в плоскости фотопластинки можно представить в виде

$$u(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{ik}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ \exp\left[-\frac{ik(f_1 + f_2)}{2f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ \exp\left[-\frac{ikl}{2f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ [\delta(x_4, y_4) - F(x_4, y_4)] \otimes \right. \right. \right. \\ \left. \left. \otimes \Phi(x_4, y_4) \otimes \exp\left[-\frac{ikLl^2}{2l_1f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \right\} \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}, \quad (1)$$

где  $\otimes$  – символ операции свертки;  $\delta(x_4, y_4)$  – дельта-функция Дирака;  $k$  – волновое число;  $f_2$  – фокусное расстояние линзы  $L_2$ ;  $\frac{1}{l} = \frac{1}{l_1} - \frac{1}{f_1}$ ,  $\frac{1}{L} = \frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_1'}$ ,

$F(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{ikl}{l_1f_2}(x_1x_4 + y_1y_4)\right] dx_1 dy_1$  – Фурье образ вещественной случайной функции координат, характеризующей амплитуду поглощения рассеивателя;

$\Phi(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i \varphi_0(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{ikl}{l_1f_2}(x_1x_4 + y_1y_4)\right] dx_1 dy_1$  – Фурье образ комплексной функции;  $\varphi_0(x_1, y_1)$  – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения фронта волны излучения, используемого для освещения амплитудного рассеивателя, из-за аберраций формирующей его оптической системы;

$P_1(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i \varphi_1(x_2, y_2) \exp\left[-\frac{ik}{f_2}(x_2x_4 + y_2y_4)\right] dx_2 dy_2$  – Фурье образ обобщенной функции зрачка [2] линзы  $L_1$ , учитывающей ее осевые волновые аберрации;

$P_2(x_4, y_4) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i \varphi_2(x_3, y_3) \exp\left[-\frac{ik}{f_2}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3$  – соответственно Фурье образ обобщенной функции зрачка линзы  $L_2$ .

В результате представления операции свертки в известной интегральной форме и выполнения преобразований Фурье выражение (1) приводится к виду

$$u(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{ik}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ \exp\left[-\frac{ik(f_1 + f_2)}{2f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ \exp\left[-\frac{ik(l_1^2 l + Ll^2)}{2l_1^2 f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left\{ [1 - t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp\left[\frac{ikLl^2}{2l_1f_2^2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \right\} \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}, \quad (2)$$

где  $\mu_1 = l_1/(l - l_1)f_2$  – коэффициент масштабного преобразования.

Для диффузно рассеянной составляющей поля ширина функции  $P_1(x_4, y_4)$  порядка  $\lambda f_2/d_1$  [3], где  $\lambda$  – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы;  $d_1$  – диаметр зрачка линзы  $L_1$ . Если в пределах области существования функции  $P_1(x_4, y_4)$  изменение фазы сферической волны радиуса кривизны  $l_1^2 f_2^2/(l_1^2 + Ll^2)$  не превосходит  $\pi$ , то это условие будет выполняться в плоскости фотопластинки для области диа-

метром  $D_1 \leq d_1 \tilde{l}_1^2 f_2 / (l_1^2 + L^2)$ . В этом случае множитель  $\exp \left[ -\frac{ikl(l_1^2 + Ll)}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right]$  можно вынести из-под знака интеграла свертки с функцией  $P_1(x_4, y_4)$  и получим

$$u(x_4, y_4) \sim \exp \left[ \frac{ik}{2 \tilde{l}_1^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \left[ -\frac{ik(\tilde{l}_1^2 f_1 + \tilde{l}_1^2 f_2 + l_1^2 + Ll^2)}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \{ [1 - t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \right. \right. \\ \left. \left. \otimes \exp \left[ \frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}. \quad (3)$$

Так как ширина функции  $P_2(x_4, y_4)$  порядка  $\lambda f_2 / d_2$ , где  $d_2$  – диаметр зрачка линзы  $L_2$ , то в пределах области существования функции  $P_2(x_4, y_4)$  изменение фазы сферической волны радиуса кривизны  $\tilde{l}_1^2 f_2 / (\tilde{l}_1^2 f_1 + \tilde{l}_1^2 f_2 + l_1^2 + Ll^2)$  не превосходит  $\pi$  для области в плоскости  $(x_4, y_4)$  диаметром  $D_2 \leq d_2 \tilde{l}_1^2 f_2 / (\tilde{l}_1^2 f_1 + \tilde{l}_1^2 f_2 + l_1^2 + Ll^2)$ . Тогда в выражении (3) множитель  $\exp \left[ -\frac{ik(\tilde{l}_1^2 f_1 + \tilde{l}_1^2 f_2 + l_1^2 + Ll^2)}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right]$  вынесем из-под знака интеграла свертки с функцией  $P_2(x_4, y_4)$ . Полагая, что  $d_1 = d_2 f_1 / f_2$ , распределение комплексной амплитуды поля в плоскости фотопластины в пределах области диаметром  $D_2$  запишем в виде

$$u(x_4, y_4) \sim \exp \left[ -\frac{ik(\tilde{l}_1^2 f_1 + l_1^2 + Ll^2)}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ [1 - t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \right. \\ \left. \otimes \exp \left[ \frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}. \quad (4)$$

Пусть фотослой, подвергнутый экспонированию светом с интенсивностью  $I(x_4, y_4) = u(x_4, y_4) u^*(x_4, y_4)$ , обработан с получением негатива на прямолинейной части характеристической кривой почернения. Тогда при условии  $t(x_1, y_1) \ll 1$  [4] амплитуда пропускания  $\tau(x_4, y_4)$  голограммы на рис. 1, б определяется выражением

$$\tau(x_4, y_4) \sim \left\{ \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp \left[ \frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right\} \times \\ \times \left\{ (t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)) \exp - i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp \left[ -\frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1^*(x_4, y_4) \otimes P_2^*(x_4, y_4) \right\} + \\ + \left\{ \exp - i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp \left[ -\frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1^*(x_4, y_4) \otimes P_2^*(x_4, y_4) \right\} \times \\ \times \left\{ t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes \exp \left[ \frac{ik Ll^2}{2 \tilde{l}_1^2 f_2^2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}, \quad (5)$$

в котором опущена регулярная составляющая пропускания света, так как она при дальнейшем рассмотрении приводит только к распределению освещенности в плоскости наблюдения в пятне малых размеров.

Распределение комплексной амплитуды диффузно рассеянной составляющей поля в задней фокальной плоскости  $(x_5, y_5)$  линзы  $L_3$  с фокусным расстоянием  $f_3$  (рис. 1, б) на основании [5] запишем в виде

$$u(x_5, y_5) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} \tau(x_4, y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4 \otimes P_3(x_5, y_5), \quad (6)$$

где  $P_3(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4$  – Фурье образ функции пропускания непрозрачного экрана  $p_3$  с круглым отверстием [6].

В результате подстановки выражения (5) в (6) получим

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) \sim & \left\{ \left\{ \Phi_1(x_5, y_5) \exp \left[ -\frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \right\} \otimes \left\{ [F_1(x_5, y_5) \otimes \Phi_2(x_5, y_5)] \exp \left[ \frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \times \right. \right. \\
& \left. \left. \times p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp -i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \right\} + \left\{ \Phi_2(x_5, y_5) \exp \left[ \frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \times \right. \right. \\
& \left. \left. \times p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp -i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] \right\} \otimes \left\{ [F_1(x_5, y_5) \otimes \Phi_1(x_5, y_5)] \times \right. \right. \\
& \left. \left. \times \exp \left[ -\frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] p_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) p_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \right\} \right\} \otimes \\
& \otimes P_3(x_5, y_5), \tag{7}
\end{aligned}$$

где  $\mu_2 = f_2/f_3$  – коэффициент масштабного преобразования;

$$F_1(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4;$$

$$\Phi_1(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4;$$

$$\Phi_2(x_5, y_5) = \iint_{-\infty}^{\infty} \exp -i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp \left[ -\frac{ik}{f_3} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4 - \text{Фурье образы соответствующих функций.}$$

Для достаточно малой области существования функций  $\Phi_1(x_5, y_5)$ ,  $\Phi_2(x_5, y_5)$  можно положить  $\Phi_1(x_5, y_5) = \Phi_2(x_5, y_5) = \delta(x_5, y_5)$ , что будет выполняться, если период изменения функции  $\exp i \varphi_0(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)$  превосходит размер субъективного спекла в плоскости фотопластинки при записи голограммы. Тогда в пределах области изображения зрачка линзы  $L_2$  распределение дифракционного поля определяется выражением

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) \sim & \left\{ \exp \left[ \frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \exp -i [\varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)] + \right. \\
& \left. + \exp \left[ -\frac{ik l_1^2 f_2^2}{2 L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \exp i [\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5)] \right\} F_1(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5), \tag{8}
\end{aligned}$$

которое описывает комплексную амплитуду, создающую в плоскости Фурье 3 (рис. 1, б) освещенность, характерную для субъективной спекл-структуры с размером спекла, определяемого шириной функции  $P_3(x_5, y_5)$ . Как и в [1], на основании допущения малости размера спекла в плоскости наблюдения по сравнению с периодом изменения функции (множитель в фигурных скобках выражения (8)), модулирующей спекл-поле, распределение освещенности в задней фокальной плоскости линзы  $L_3$  может быть представлено в виде

$$I(x_5, y_5) \sim \left\{ 1 + \cos \left\{ -\left[ \frac{k l_1^2 f_2^2}{L l^2 f_3^2} (x_5^2 + y_5^2) \right] + 2 \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + 2 \varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) \right\} \right\} |F_1(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5)|^2. \tag{9}$$

Из выражения (9) следует, что субъективная спекл-структура в плоскости Фурье промодулирована интерференционными полосами. Причем для  $\varphi_1(x_2, y_2) = \varphi_2(x_3, y_3) = 0$  интерференционная картина имеет вид колец Юнга [7] с квадратичной зависимостью периода повторения интерференционных полос от радиуса. Если же  $d_2 \leq (l/l_1) \sqrt{2} lL$ , то распределение освещенности в плоскости наблюдения определяется выражением

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos [2 \varphi_1(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5) + 2\varphi_2(\mu_2 x_5, \mu_2 y_5)]\} |F_1(x_5, y_5) \otimes P_3(x_5, y_5)|^2, \quad (10)$$

где  $\varphi_1(x_2, y_2) = \frac{k}{4} B_1(x_2^2 + y_2^2)^2$ ;  $\varphi_2(x_3, y_3) = \frac{k}{4} B_2(x_3^2 + y_3^2)^2$  [6];  $B_1, B_2$  – коэффициенты сферической aberrации третьего порядка линз  $L_1, L_2$  в обозначениях, принятых в [6]. Интерференционная картина в полосах равной толщины в этом случае имеет вид концентрических колец с зависимостью периода повторения интерференционных полос в четвертой степени от радиуса.

В эксперименте запись голограмм проводилась на фотопластинах типа Микрат ВРЛ с помощью излучения He-Ne-лазера, работающего на длине волны 0,63 мкм. Действительное изображение амплитудного рассеивателя строилось с помощью телескопической системы из двух идентичных положительных линз с фокусным расстоянием  $f_1 = f_2 = f = 180$  мм, диаметром зрачка 25 мм и известной величиной коэффициента сферической aberrации  $B_1 = B_2 = 7\lambda$  [8], выраженной в длинах волн. Диаметр освещенной области амплитудного рассеивателя составлял 35 мм.

На рис. 2 представлена интерференционная картина, зарегистрированная в фокальной плоскости объектива фотоаппарата с фокусным расстоянием 50 мм при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным ( $\approx 2$  мм) лазерным лучом. Запись голограммы проводилась в плоскости наилучшей установки, соответствующей параксиальному изображению амплитудного рассеивателя. На основании приведенной выше оценки точности установки рассеивателя в передней фокальной плоскости линзы  $L_1$  (рис. 1, а) проводилась регистрация голограмм с шагом  $\Delta l_1 = 0,1$  мм. В отличие от интерференционной картины на рис. 2, а, которая обусловлена сферической aberrацией оптической системы, интерференционная картина, представленная на рис. 2, б, зарегистрирована при восстановлении голограммы малоапертурным лазерным лучом на оптической оси, запись которой проводилась для величины расстройки от плоскости наилучшей установки на 2 мм. Она характеризует преимущественно дефокусировку.

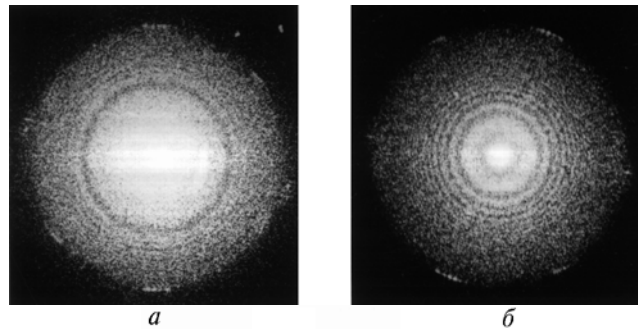


Рис. 2. Интерференционные картины, характеризующие: а – сферическую aberrацию контролируемого объекта; б – преимущественно дефокусировку

По характеру регистрируемых интерференционных картин рассматриваемый голографический интерферометр подобен классическому интерферометру Тваймана–Грина для контроля формы волнового фронта и определения сферических aberrаций телескопической оптической системы [9]. Однако физическая природа формирования интерференционных картин различна. Так, с помощью интерферометра Тваймана–Грина проводится сравнение эталонного волнового фронта с контролируемым, который формируется в рабочем канале интерферометра при двукратном прохождении эталонной волны через контролируемый объект. Образующиеся интерференционные полосы равной толщины и характеризуют качество телескопической оптической системы.

Для голографического интерферометра согласно выражению (4) информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну зрительной трубой Кеплера, заключена в пределах индивидуального субъективного спекла в плоскости голограммы. При этом для малой области изображения амплитудного рассеивателя на оптической оси распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла является результатом дифракции на зрачках объектива и окуляра зрительной трубы плоской волны, распространяющейся в направлении оптической оси. В результате этого на основании выражения (7) волны для  $(-1)$  и  $(+1)$  порядков дифракции совпадают по направлению, но их фронты обращены и повернуты вокруг оптической оси

на  $180^\circ$  по отношению друг к другу. Это обстоятельство и обуславливает интерференцию для осесимметричных волновых фронтов, причем с такой же чувствительностью, как и в случае использования классического интерферометра Тваймана–Грина. Однако в отличие от последнего в рассматриваемом интерферометре разность фаз для интерферирующих волн на их оси всегда равна нулю. Кроме того, отсутствует необходимость в формировании эталонной волны с высоким оптическим качеством ее фронта.

При восстановлении голограммы в точке, не лежащей на оптической оси, например в точке с координатами  $x_{40}, 0$ , амплитудно-фазовое распределение поля в пределах каждого индивидуального субъективного спекла в окрестности этой точки является результатом дифракции волны, рассеянной в предметной плоскости с пространственной частотой  $x_{40}/\lambda f$  (для случая единичного увеличения).

В силу того что оптическая система типа зрительной трубы Кеплера ограничивает угловой спектр рассеянных волн, волновые фронты в  $(-1)$  и  $(+1)$  порядках дифракции оказываются дополнительно еще и развернуты по отношению друг к другу на угол  $\alpha = 2 x_{40}/\lambda f$ . В результате этого, не принимая во внимание внеосевые волновые aberrации оптической системы из-за низкой чувствительности интерферометра к ним, между осесимметричными волновыми фронтами в  $(-1)$  и  $(+1)$  порядках дифракции возникает дополнительная разность фаз на оси  $x$ , одинаковая по величине в точках, симметрично расположенных относительно точки, в которой проводится восстановление голограммы малоапертурным лазерным лучом.

Это демонстрирует рис. 3, на котором представлен вид интерференционной картины, зарегистрированной в фокальной плоскости объектива фотоаппарата в случае восстановления голограммы в точке, находящейся на расстоянии 6 мм от оптической оси. Следовательно, наблюдение интерференционных картин, описываемых выражениями (9), (10), возможно только с проведением пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы на оптической оси. Кроме того, чем больше величина коэффициента сферической aberrации, характеризующей качество оптической системы, тем меньше должен быть диаметр отверстия пространственного фильтра  $p_3$  (см. рис. 1, б). Это, в свою очередь, приводит к увеличению размера спекла в плоскости наблюдения для фиксированной величины фокусного расстояния линзы  $L_3$ . Если же размер спекла становится соизмерим с шириной интерференционной полосы, то видимость интерференционной картины уменьшается до нуля [10], поэтому на рис. 2 отсутствуют интерференционные кольца, соответствующие более высоким порядкам интерференции в периферийной области изображения выходного зрачка. Выполненная оценка сферической aberrации контролируемой оптической системы по начальным интерференционным порядкам с последующей экстраполяцией показала, что ее величина находится в пределах  $14 \lambda$ .

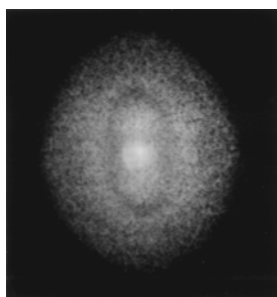


Рис. 3. Интерференционная картина, локализованная в дальней зоне дифракции при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы вне оптической оси

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что при одноэкспозиционной записи голограммы сфокусированного с помощью телескопической оптической системы типа зрительной трубы Кеплера изображения амплитудного рассеивателя в плоскости наилучшей установки, соответствующей регистрации параксиального изображения, на стадии ее восстановления формируется интерференционная картина в полосах равной толщины, характеризующая сферические aberrации контролируемого объекта. При этом для ее наблюдения необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы на оптической оси для обеспечения условия совпадения обращенных и повернутых относительно друг друга на  $180^\circ$  вокруг оптической оси волновых фронтов в  $(-1)$

и (+ 1) порядках дифракции, суперпозиция которых и обуславливает образование интерференционной картины, модулирующей субъективную спекл-структуру в плоскости Фурье. Для регистрации ее высоких порядков интерференции возникает необходимость в использовании более короткофокусных объективов фотоаппарата.

1. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4, № 5. С. 482–490.
2. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
3. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
4. Gabor D. // Nature. 1948. V. 161. P. 777–778.
5. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125–1128.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
7. Франсон М. Голография. М.: Мир, 1972. 195 с.
8. Гусев В. Г. Изв. вузов. Физика. 1996. № 9. (В печати).
9. Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
10. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.

Томский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
5 февраля 1996 г.

**V. G. Gusev. Formation of the Interferograms in Diffusely Scattered Light for Testing the Telescope Optical Systems by Construction of the Gabor Hologram.**

The analysis of the interferometer is made on the basis of hologram records of the image of the screen amplitude focused using the Kepler telescope by the Gabor method. It is shown theoretically and experimentally that spatial filtration of diffracted field made in the plane of hologram provides the interferogram which determines spherical aberration of the controllable object.