

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ

УДК 778.38

В.Г. Гусев

**ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ
БОКОВОГО СДВИГА В ДИФFUЗНО РАССЕЙАННЫХ ПОЛЯХ
ДЛЯ КОНТРОЛЯ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ**

Проведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи голограммы с помощью телескопической системы Галилея. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль телескопической системы по полю. Пространственная фильтрация в плоскости изображения матового экрана обеспечивает регистрацию интерференционной картины, характеризующей фазовые искажения опорной волны из-за aberrаций формирующей её оптической системы.

В [1, 2] приведена реализация метода дифференциальной интерферометрии с использованием диффузно рассеянных полей для контроля волнового фронта квазисферической формы на основе двухэкспозиционной записи безлинзовой голограммы Фурье. В свою очередь двухэкспозиционная запись голограммы Френеля [3, 4] может быть использована для контроля квази плоского волнового фронта, сформированного телескопической оптической системой. В обоих указанных случаях запись голограмм проводилась при условии совпадения объективных спекл-полей в плоскости регистрирующей голограмму среды. Как показано в [5], двухэкспозиционная запись голограммы сфокусированного с помощью зрительной трубы Кеплера изображения матового экрана при совпадении субъективных спекл-полей в плоскости голограммы обеспечивает формирование интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины для контроля зрительной трубы по полю.

В настоящей статье рассматривается метод записи голограмм путем совмещения субъективных спекл-полей двух экспозиций для контроля по полю волновых aberrаций зрительной трубы Галилея.

Как следует из рис. 1, матовый экран 1 освещается излучением с квази плоским волновым фронтом и когерентный диффузно рассеянный свет пропускается через коллимирующую систему линз L_1 — объектив, L_2 — окуляр. На фотопластинке 2 с помощью квази плоской опорной волны 3 проводится запись голограммы за время первой экспозиции. Перед второй экспозицией проводится смещение матового экрана в его плоскости, например, в направлении оси x на величину a и фотопластинки в том же направлении на величину b .

Без учета постоянных коэффициентов представим в приближении Френеля распределение комплексной амплитуды поля, соответствующей первой экспозиции, в плоскости (x_4, y_4) фотопластинки в виде

$$\begin{aligned}
 u_1(x_4, y_4) \sim & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_0(x_1, y_1) \exp \{i\kappa [(x_1 - x_2)^2 + \\
 & + (y_1 - y_2)^2]/2l_1\} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp [-i\kappa (x_2^2 + y_2^2)/2f_1] \times \\
 & \times \exp \{i\kappa [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2/2\Delta]\} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_2(x_3, y_3) \times \\
 & \times \exp [i\kappa (x_3^2 + y_3^2)/2f_2] \exp \{i\kappa [(x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2]/2l_2\} \times \\
 & \times dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 dx_3 dy_3,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где κ — волновое число; $t(x_1, y_1)$ — комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат; $\varphi_0(x_1, y_1)$ — детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта волны излучения, освещающего матовый экран, из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы; $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2)$ — обобщенная функция зрачка [6] объектива с фокусным расстоянием f_1 , характеризующая его осевые волновые aberrации; $p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_2(x_3, y_3)$ — соответственно обобщенная функция зрачка окуляра с фокусным расстоянием f_2 зрительной трубы Галилея с длиной оптической системы $\Delta = f_1 - f_2$; l_1 — расстояние между матовым экраном и главной плоскостью объектива; l_2 — расстояние между главной плоскостью окуляра и плоскостью фотопластинки.

Выражение (1) можно представить в виде свертки функций.

$$\begin{aligned}
 u_1(x_4, y_4) &\sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2l_2] \{ \exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)M/2l_2^2] \times \\
 &\times \left\{ \exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)NM^2/2l_2^2\Delta^2] \int\int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_0(x_1, y_1) \times \right. \\
 &\times \exp[i\kappa(x_1^2 + y_1^2)(l_1 - N)/2l_1^2] \exp[-i\kappa(x_1x_4 + y_1y_4)NM/l_1l_2\Delta] \times \\
 &\left. \times dx_1 dy_1 \otimes P_1(x_4, y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4) \}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $\frac{1}{M} = \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{f_2} + \frac{1}{l_2}$; $\frac{1}{N} = \frac{1}{l_1} - \frac{1}{f_1} + \frac{1}{\Delta} - \frac{M}{\Delta^2}$; \otimes — символ операции свертки,

$$P_1(x_4, y_4) = \int\int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp[-i\kappa(x_2x_4 + y_2y_4)M/l_2] dx_2 dy_2;$$

$P_2(x_4, y_4) = \int\int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_2(x_3, y_3) \exp[-i\kappa(x_3x_4 + y_3y_4)/l_2] dx_3 dy_3$ — Фурье образы обобщенных функций зрачка объектива и окуляра соответственно.

Так как на основании [7] ширина функции $P_1(x_4, y_4)$ равна $\lambda l_2 \Delta / M d_1$, где λ — длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы; d_1 — диаметр зрачка объектива, то в пределах ее области существования фаза сферической волны радиуса кривизны $l_2^2 \Delta^2 / NM^2$ не превосходит π для области в плоскости фотопластинки диаметром $D_1 \leq d_1 l_2 \Delta / NM$. Тогда в выражении (2) вынесем множитель $\exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)NM^2 / 2l_2^2 \Delta^2]$, характеризующий распределение фазы сферической волны, из-под знака интеграла свертки с функцией $P_1(x_4, y_4)$. Аналогичным образом, если в пределах области существования функции $P_2(x_4, y_4)$, определяемой величиной $\lambda l_2 / d_2$, где d_2 — диаметр зрачка окуляра, изменение фазы сферической волны радиуса кривизны $l_2^2 \Delta^2 / (M\Delta^2 + NM^2)$ не превосходит π , что будет выполняться в плоскости фотопластинки для области диаметром $D_2 \leq d_2 l_2 \Delta^2 / (M\Delta^2 + NM^2)$, то экспоненциальный множитель $\exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(M\Delta^2 + NM^2) / 2l_2^2 \Delta^2]$ вынесем из-под знака интеграла свертки с функцией $P_2(x_4, y_4)$. Если световые диаметры объектива и окуляра определяются ходом апертурного луча ($d_1 = d_2 f_1 / f_2$) [8], то в пределах области фотопластинки диаметром $D_2 \leq d [f_1^2(l_2 + f_2) + f_2^2(l_1 - f_1)] / f_2(f_1^2 - f_1 f_2 + l_1 f_2)$ распределение амплитуды поля в плоскости фотопластинки принимает вид

$$\begin{aligned}
 u_1(x_4, y_4) &\sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(l_2 \Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/2l_2^2 \Delta^2] \times \\
 &\times \{ F[\kappa x_4 NM / l_1 l_2 \Delta, \kappa y_4 NM / l_1 l_2 \Delta] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \}, \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $F[\kappa x_4 NM / l_1 l_2 \Delta, \kappa y_4 NM / l_1 l_2 \Delta] = \int\int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_0(x_1, y_1) \exp[i\kappa(x_1^2 + y_1^2)(l_1 - N) / 2l_1^2] \times$
 $\times \exp[-i\kappa(x_1x_4 + y_1y_4)NM / l_1 l_2 \Delta] dx_1 dy_1$ — Фурье образ функции $t(x_1, y_1) \exp i\varphi_0(x_1, y_1) [i\kappa(x_1^2 + y_1^2) \times$
 $\times (l_1 - N) / 2l_1^2]$.

Распределение комплексной амплитуды объектного поля, соответствующего второй экспозиции, в плоскости (x_4, y_4) запишем в виде

$$\begin{aligned}
 u_2(x_4, y_4) &\sim \int\int_{-\infty}^{\infty} \int\int_{-\infty}^{\infty} \int\int_{-\infty}^{\infty} t(x_1 + a, y_1) \exp i\varphi_0(x_1, y_1) \exp \{ i\kappa [(x_1 - x_2)^2 + \\
 &+ (y_1 - y_2)^2] / 2l_1 \} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp [-i\kappa(x_2^2 + y_2^2) / 2f_1] \times \\
 &\times \exp \{ i\kappa [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] / 2\Delta \} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_2(x_3, y_3) \times \\
 &\times \exp [i\kappa(x_3^2 + y_3^2) / 2f_2] \exp \{ i\kappa [(x_3 - x_4 + b)^2 + (y_3 - y_4)^2] / 2l_2 \} \times \\
 &\times dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 dx_3 dy_3. \quad (4)
 \end{aligned}$$

На основании известных свойств преобразований Фурье можно получить выражение для амплитудного распределения в плоскости фотопластинки

$$u_2(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(L_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/2L_2^2\Delta^2] \times \\ \times \exp[-i\kappa x_4 b(L_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/L_2^2\Delta^2] \{ \exp(i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) \times \\ \times F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \} \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (5)$$

где $\Phi_1(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_0(x_1 y_1) - \varphi_0(x_1 + a, y_1)] \exp -i\kappa(x_1 x_4 + y_1 y_4) NM / l_1 l_2 \Delta dx_1 dy_1$ – Фурье образ функции $\exp i[\varphi_0(x_1, y_1) - \varphi_0(x_1 + a, y_1)]$.

Если величины сдвигов матового экрана и фотопластинки перед записью второй экспозиции удовлетворяют условию $a = bf_1/f_2$, то, воспользовавшись тождеством $\exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) \{ \exp(i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \} \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \} = F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes \Phi(x_4, y_4) \otimes \exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)]$, которое доказывается путем представления свертки в интегральной форме и подстановки соответствующих значений Фурье образов, комплексная амплитуда поля, соответствующая второй экспозиции, в плоскости фотопластинки принимает вид

$$u_2(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(L_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/2L_2^2\Delta^2] \times \\ \times \{ F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \} \otimes \\ \otimes \exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)]. \quad (6)$$

Пусть записанная таким образом двухэкспозиционная голограмма восстанавливается копией опорной волны, для которой распределение поля в плоскости (x_4, y_4) соответствует, например, записи первой экспозиции. Тогда дифракционное поле в плоскости голограммы определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(L_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/2L_2^2\Delta^2] \times \\ \times \{ F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) + \\ + \exp i[\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)] \{ F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes \\ \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \} \otimes \exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta) [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)] \}, \quad (7)$$

где $\varphi_3(x_4, y_4)$ – детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы.

Как следует из выражения (7), в плоскости голограммы совпадают спекл-поля двух экспозиций с характерным размером субъективного спекла, определяемого шириной функции $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$, причем экспоненциальный множитель $\exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta)$ характеризует относительный угол $\alpha = NMa/l_1L_2\Delta$ наклона между спекл-полями. Следовательно, в плоскости голограммы локализуется интeоференционная картина, характеризующая искажения фронта опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы. Если в плоскости (x_4, y_4) установлен непрозрачный экран p_3 (рис. 1) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и в пределах его диаметра выполняется условие $\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4) \leq \pi$, то есть диаметр отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, то дифракционное поле на выходе фильтрующей диафрагмы определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim p_3(x_4, y_4) \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(L_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/2L_2^2\Delta^2] \times \\ \times \{ F[\kappa x_4 NM/l_1L_2\Delta, \kappa y_4 NM/l_1L_2\Delta] \otimes [1 + \Phi_1(x_4, y_4) \otimes \\ \otimes \exp(-i\kappa NMax_4/l_1L_2\Delta)] [P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)] \}, \quad (8)$$

где $p_3(x_4, y_4)$ – функция пропускания экрана с круглым отверстием [9].

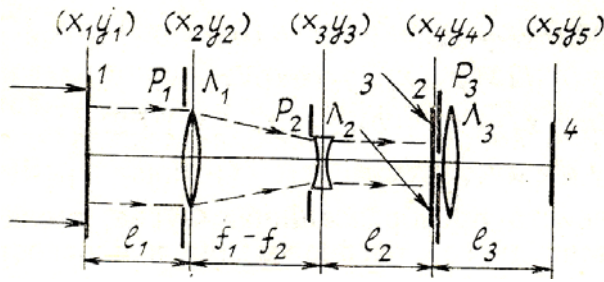


Рис. 1. Схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – опорный пучок; 4 – плоскость регистрации интерференционной картины; L_1, L_2, L_3 – линзы; p_1, p_2, p_3 – апертурные диафрагмы

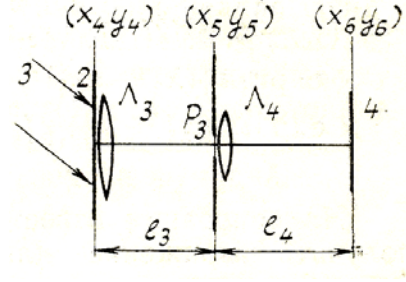


Рис. 2. Схема регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, с проведением пространственной фильтрации в плоскости изображения матового экрана

Пусть в плоскости голограммы установлена положительная линза L_3 (рис. 1) с фокусным расстоянием f_3 , для которой непрозрачный экран p_3 с круглым отверстием является апертурной диафрагмой. Тогда дифракционное поле на расстоянии l_3 от нее запишем в виде

$$u(x_5, y_5) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_4, y_4) \exp[-ik(x_4^2 + y_4^2)/2f_3] \times \\ \times \exp\{ik[(x_4 - x_5)^2 + (y_4 - y_5)^2]/2l_3\} dx_4 dy_4. \quad (9)$$

Если с помощью линзы L_3 в плоскости (x_5, y_5) строится изображение матового экрана, $\frac{1}{f_3} = \frac{1}{l_3} + (l_2\Delta^2 - M\Delta^2 - NM^2)/l_2^2\Delta^2$, то в результате подстановки выражения (8) в (9) получим

$$u(x_5, y_5) \sim \exp[ik(x_5^2 + y_5^2)/2l_3] \{ \{ t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \times \\ \times \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \exp[ik(\lambda_5^2 + y_5^2)\mu_1^2(l_1 - N)/2l_1^2] \times \\ \times p_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \\ + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)] + t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \times \\ \times \exp i[2\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5)] \times \\ \times p_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1\Delta, -\mu_3 y_5) \times \\ \times \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1\Delta, -\mu_3 y_5)] \} \otimes P_3(x_5, y_5) \}, \quad (10)$$

где $\mu_1 = l_1 l_2 \Delta / N M l_3$; $\mu_2 = l_2 \Delta / M l_3$; $\mu_3 = l_2 / l_3$ – коэффициенты масштабного преобразования;

$P_3(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5) / l_3] dx_4 dy_4$ – Фурье образ функции пропускания экрана с круглым отверстием.

Из выражения (10) следует, что если выполняется условие $(D_0 l_1 / N) > d_1$, где D_0 – диаметр освещенной области матового экрана при двухэкспозиционной записи голограммы, то в пределах перекрытия изображений зрачков окуляра совпадают идентичные спеклы двух экспозиций. Следовательно, в плоскости (x_5, y_5) локализуется интерференционная картина. Действительно, если в выражении (10) период изменения функции $\exp i[\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) + \varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) + \exp i[2\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5) + \varphi_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1\Delta, -\mu_3 y_5)]]$ превосходит хотя бы на порядок [10] размер спекла в плоскости (x_5, y_5) , определяемого шириной функции $P_3(x_5, y_5)$, то эту функцию в выражении (10) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция фильтруемых коррелирующих спекл-полей приводит к распределению освещенности

$$I(x_5, y_5) \sim \{ 1 + \cos[\varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) + \\ + \varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) - \varphi_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) +$$

$$\begin{aligned}
& + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1 \Delta, -\mu_3 y_5) \} \times \\
& \times |t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2) \mu_1^2 (l_1 - N)/2l_1^2] \otimes P_3(x_5, y_5)|^2, \quad (11)
\end{aligned}$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей осевые волновые aberrации зрительной трубы Галилея и фазовые искажения фронта волны излучения, освещающего матовый экран из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы. Если в пределах изображения зрачка окуляра $\varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) < \pi$, то интерферограмма бокового сдвига будет характеризовать волновые aberrации зрительной трубы.

На основании выражения (7) информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну объективом и окуляром, заключена в пределах индивидуального спекла в плоскости голограммы. При этом в малой области голограммы на оптической оси распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла, определяемого сверткой $P_1(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)$, является результатом дифракции на зрачках объектива и окуляра зрительной трубы плоской волны, распространяющейся по направлению оптической оси. Следовательно, апертурная диафрагма в плоскости голограммы на рис. 1 выделяет в пространственном спектре волн, рассеянных матовым экраном, узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, соответствующего направлению оптической оси. Смещение по оси x апертурной диафрагмы приводит к формированию интерферограммы бокового сдвига, характеризующей сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций, вносимых в световую волну объективом и окуляром зрительной трубы, так как в этом случае апертурной диафрагмой выделяется узкий диапазон пространственных частот вблизи направления, соответствующего пространственной частоте $x_{40}(l_2 \Delta^2 - M \Delta^2 - NM^2)/\lambda l^2 \Delta^2$, где x_{40} — координата центра апертурной диафрагмы в плоскости голограммы.

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, рассмотрим проведение пространственной фильтрации светового поля, восстановленного двухэкспозиционной голограммой, в плоскости (x_5, y_5) построения матового экрана согласно рис. 2. Полагая, что диаметр линзы L_3 превосходит диаметр опорного пучка, на основании выражения (7) распределение амплитуды дифракционного поля запишем в виде

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) & \sim \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2)/2l_3] \{t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \times \\
& \times \exp i\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2) \mu_1^2 (l_1 - N)/2l_1^2] \times \\
& \times p_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) + \\
& + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)] + \Phi_2(x_5, y_5) \otimes t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \times \\
& \times \exp i[2\varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5)] \times \\
& \times p_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) p_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1 \Delta, -\mu_3 y_5) \times \\
& \times \exp i[\varphi_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1 \Delta, -\mu_3 y_5)] \}, \quad (12)
\end{aligned}$$

где $\Phi_2(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)] \exp[-i\kappa(x_4 x_5 + y_4 y_5)/l_3] dx_4 dy_4$ — Фурье образ функции $\exp i[\varphi_3(x_4, y_4) - \varphi_3(x_4 + b, y_4)]$.

Если в пределах диаметра апертурной диафрагмы p_3 (рис. 2), центр которой находится на оптической оси, выполняется условие

$$\begin{aligned}
& \varphi_0(-\mu_1 x_5 + a, -\mu_1 y_5) - \varphi_0(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) + \varphi_1(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) - \\
& - \varphi_1(-\mu_2 x_5 - aN/l_1, -\mu_2 y_5) + \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \\
& - \varphi_2(-\mu_3 x_5 - aNM/l_1 \Delta, -\mu_3 y_5) \leq \pi,
\end{aligned}$$

то есть диаметр фильтрующей апертуры не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости изображения матового экрана, то распределение амплитуды поля на ее выходе определяется выражением

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) & \sim p_3(x_5, y_5) \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2)/2l_3] \times \\
& \times \{t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2) \mu_1^2 (l_1 - N)/2l_1^2] \otimes [1 + \Phi_2(x_5, y_5)] \}. \quad (13)
\end{aligned}$$

Пусть положительная линза L_4 (рис. 2) с фокусным расстоянием f_4 переотображает световое поле на расстоянии l_4 в плоскость (x_6, y_6) , где распределение его амплитуды в приближении Френеля запишем в виде

$$u(x_6, y_6) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u(x_5, y_5) \exp[-i\kappa(x_5^2 + y_5^2)/2f_4] \times \\ \times \exp\{i\kappa[(x_5 - x_6)^2 + (y_5 - y_6)^2]/2l_4\} dx_5 dy_5. \quad (14)$$

Если в плоскости (x_6, y_6) строится изображение голограммы $\frac{1}{f_3} = \frac{1}{l_3} + \frac{1}{l_4}$, то в результате подстановки выражения (13) в (14) получим

$$u(x_6, y_6) \sim \exp[i\kappa(x_6^2 + y_6^2)/2l_4] \{F[\kappa x_6/l_4, \kappa y_6/l_4] \times \\ \times \{1 + \exp i[\varphi_3(-\mu_4 x_6, -\mu_4 y_6) - \varphi_3(-\mu_4 x_6 + b, -\mu_4 y_6)]\} \otimes P_3(x_6, y_6)\} \quad (15)$$

где $\mu_4 = l_3/l_4$ — коэффициент масштабного преобразования;

$$F[\kappa x_6/l_4, \kappa y_6/l_4] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_5, -\mu_1 y_5) \exp[i\kappa(x_5^2 + y_5^2)] \times \\ \times \mu_1^2 (l_1 - N)/2l_1^2 \exp[-i\kappa(x_5 x_6 + y_5 y_6)/l_4] dx_5 dy_5;$$

$P_3(x_6, y_6) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_5, y_5) \exp[-i\kappa(x_5 x_6 + y_5 y_6)/l_4] dx_5 dy_5$ — Фурье образы соответствующих функций.

Из выражения (15) следует, что в плоскости (x_6, y_6) совпадают идентичные спеклы двух экспозиций. Если период изменения функции $1 + \exp i[\varphi_3(-\mu_4 x_6, -\mu_4 y_6) - \varphi_3(-\mu_4 x_6 + b, -\mu_4 y_6)]$ превосходит размер спекла, определяемого шириной функции $P_3(x_6, y_6)$, то эту функцию в выражении (15) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей приводит к распределению освещенности

$$I(x_6, y_6) \sim \{1 + \cos[\varphi_3(-\mu_4 x_6, -\mu_4 y_6) - \varphi_3(-\mu_4 x_6 + b, -\mu_4 y_6)]\} \times \\ \times |F[\kappa x_6/l_4, \kappa y_6/l_4] \otimes P_3(x_6, y_6)|^2, \quad (16)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина бокового сдвига в этом случае характеризует искажения фронта опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы.

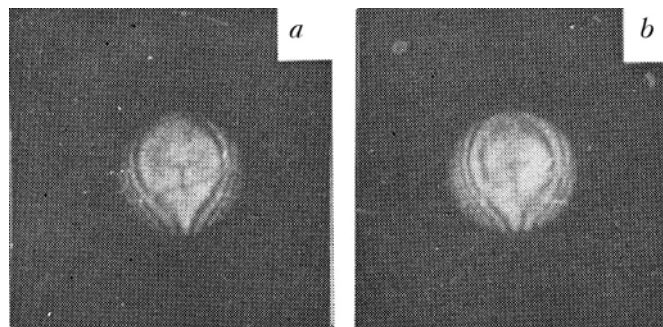


Рис. 3. Интерферогаммы бокового сдвига, локализующиеся в плоскости изображения матового экрана и зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации: *a* — на оптической оси; *b* — вне оптической оси

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы записывались на фотопластинках типа Микрат-ВРЛ с использованием излучения He-Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. На предварительном этапе проводилась двухэкспозиционная запись голограммы Френеля по методу [3, 4] для контроля квазиплоского волнового фронта излучения, освещающего матовый экран. Проведенные исследования показали, что сформированное подобранной коллимирующей системой линз излучение обеспечивало фазовые искажения фронта волны диаметром 27 мм, удовлетворяющие условию

$[\partial\varphi_0(x_1, y_1)/\partial x_1]a \leq \pi$, для величины a , не превышающей 2 мм. Затем согласно рис. 1 проводилась двухэкспозиционная запись голограммы с помощью зрительной трубы Галилея из положительной линзы с фокусным расстоянием 140 мм (диаметр зрачка — 22 мм) и отрицательной линзы с фокусным расстоянием 70 мм (диаметр зрачка — 11 мм). Расстояние l_1 и l_2 соответственно составляли 60 и 230 мм. Диаметр опорного пучка равнялся 40 мм. На рис. 3, a представлена интерферограмма бокового сдвига, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы, путем ее восстановления малоапертурным лазерным пучком диаметра ≈ 2 мм.

Интерференционная картина локализуется в плоскости изображения матового экрана, на что указывает метка в виде буквы «Т», которая была нанесена на матовый экран, и характеризует сферическую aberrацию зрительной трубы с зафокальной дефокусировкой. Величины сдвигов матового экрана и фотопластинки перед записью второй экспозиции соответственно составляли $a = 1,5 \pm 0,002$ мм, $b = 0,75 \pm 0,002$ мм. Смещение голограммы относительно восстанавливающего ее лазерного луча в направлении проводимого перед второй экспозицией сдвига приводит к выделению интерференционной картины, представленной на рис. 3, b для случая $x_{40} = 4,5$ мм и характеризующей сочетание осевых волновых aberrаций (рис. 3, a) и внеосевых.

Восстановление двухэкспозиционной голограммы, согласно рис. 2, при проведении пространственной фильтрации восстановленного поля на оптической оси в плоскости построения изображения матового экрана приводит к регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости фотопластинки-голограммы, вид которой представлен на рис. 4. Интерференционная картина характеризует фазовые искажения фронта опорной волны из-за aberrаций формирующей его оптической системы.

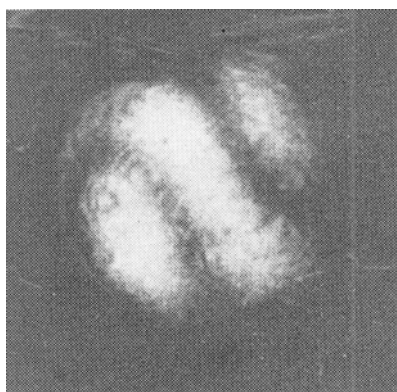


Рис. 4. Интерферограмма бокового сдвига, локализуемая в плоскости голограммы

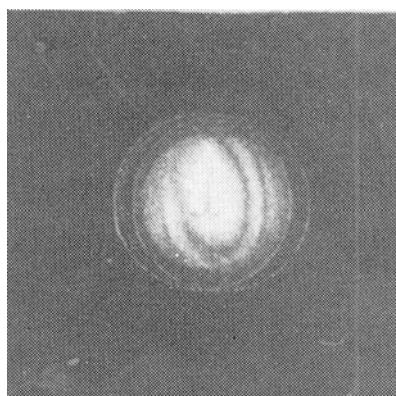


Рис. 5. Интерферограмма бокового сдвига, характеризующая волновые aberrации бинокля с 2,5-кратным увеличением

На рис. 5 приведена интерферограмма бокового сдвига, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы для случая ее двухэкспозиционной записи с театральным биноклем 2,5-кратного увеличения ($a = 2 \pm 0,002$ мм, $b = 0,8 \pm 0,002$ мм). Интерференционная картина характеризует преимущественную волновую aberrацию типа комы [11], что объясняется децентрировкой подвижной коррекционной линзы, перемещение которой по оси системы используется для регулировки фокусных расстояний.

Таким образом, двухэкспозиционная запись голограммы при пропускании через зрительную трубу Галилея диффузно рассеянного когерентного света и совмещении субъективных спекл-полей в ее плоскости приводит к формированию интерференционных картин бокового сдвига. При этом в плоскости изображения матового экрана в общем случае локализуется интерференционная картина, обусловленная волновыми aberrациями зрительной трубы и волновыми aberrациями оптической системы, формирующей фронт волны излучения, используемого для освещения матового экрана. Интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации опорного пучка, локализуется в плоскости голограммы. Регистрация интерференционных картин возможна при проведении пространственной фильтрации в соответствующих плоскостях.

1. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. Вып. 4. С. 921–924.
2. Гусев В. Г. Пространственная фильтрация голографических интерферограмм бокового сдвига для контроля волнового фронта сферической формы. М., 1990. 16 с. Деп. в ВИНТИ 14.05.90 № 2987-В90.
3. Гусев В. Г. // Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1990. Вып. 4. С. 53–57.
4. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 4. С. 914–917.
5. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 5. С. 482–490.
6. Гудман Д. Введение в Фурье оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
7. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.

8. Апенко М. И., Дубовик А. С. Прикладная оптика. М.: Наука, 1982. 348 с.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
10. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
11. Оптический производственный контроль /Под ред. Д.Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.

Томский государственный университет им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
5 апреля 1991 г.

V. G. Gusev. The Formation of the Holographic Shear Interferograms with Scattered Light For Testing the Telescope System.

The analysis of the shear interferometer has been presented on the basis of the two-exposure hologram using the Galilean telescope. It is shown theoretically and experimentally that the control of the telescope over its field of view is provided by making spatial filtration in the hologram plane. The spatial filtration in the image plane of a diffuse screen provides recording of the interference fringe pattern which determines phase distortions of the reference wave due to the aberration formed by optical system.