

В.Г. Гусев

**ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА
В ДИФФУЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ПРИ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ЗАПИСИ
ГОЛОГРАММЫ ФУРЬЕ**

Приведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль линзы или объектива. Пространственная фильтрация в дальней зоне дифракции обеспечивает регистрацию интерференционной картины, характеризующей искажения опорной волны из-за aberrаций формирующей ее оптической системы.

В [1] приведен метод двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана на основе совмещения субъективных спеклов двух экспозиций в плоскости фотопластинки, который приводит к формированию интерференционных картин бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующих волновые aberrации используемой для ее записи линзы или объектива и квазиплоского фронта волны излучения, освещающего матовый экран. К такому же результату приводит и двухэкспозиционная запись линзовой голограммы Фурье матового экрана [2] путем компенсации фазового сдвига в плоскости фотопластинки, вносимого в световую волну поперечным сдвигом матового экрана, за счет наклона квазиплоского фронта опорной волны.

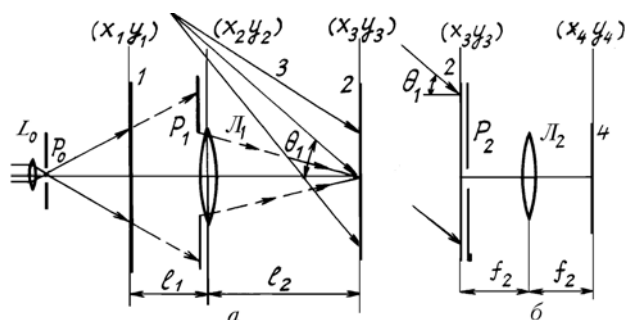


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Фурье матового экрана: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – опорный пучок; 4 – плоскость регистрации интерференционной картины, L_0, L_1, L_2 – линзы; p_0, p_2 – пространственные фильтры; p_1 – апертурная диафрагма

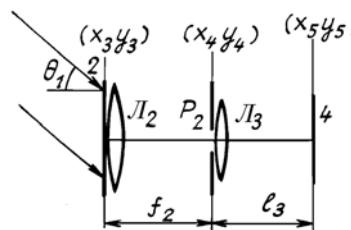


Рис. 2. Схема регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы

В настоящей статье рассматривается формирование интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины в случае двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана при его освещении безабберационным излучением с расходящейся сферической волной.

Как представлено на рис. 1, а, матовый экран 1 освещается излучением с безабберационной расходящейся сферической волной с радиусом кривизны R в его плоскости, которая формируется с помощью линзы L_0 и точечного отверстия в непрозрачном экране p_0 , находящегося в ее фокусе. С помощью линзы L_1 на фотопластинке 2 за время первой экспозиции проводится запись голограммы Фурье матового экрана с использованием, квазисферической расходящейся опорной волны 3 с радиусом кривизны r в плоскости фотопластинки. Перед записью второй экспозиции осуществляется сдвиг матового экрана в его плоскости, например, в направлении оси x на величину a и изменяется угол наклона пространственно-ограниченного опорного пучка в плоскости (x, z) от Θ_1 до Θ_2 .

В приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей комплексную амплитуду поля, соответствующую первой экспозиции, в плоскости фотопластинки представим в виде

$$u_1(x_3, y_3) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[\frac{ik}{2R}(x_1^2 + y_1^2)\right] \exp\left\{\frac{ik}{2l_1}[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]\right\} p_1(x_2, y_2) \times \\ \times \exp\left\{-i\left[\frac{k}{2f_1}(x_2^2 + y_2^2) - j_1(x_2, y_2)\right]\right\} \exp\left\{\frac{ik}{2l_2}[(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2]\right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2, \quad (1)$$

где κ – волновое число; $t(x_1, y_1)$ – комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат; $p_1(x_2, y_2)\exp i\varphi_1(x_2, y_2)$ – обобщенная функция зрачка линзы L_1 [3] с фокусным расстоянием f_1 , учитывающая ее осевые волновые aberrации; l_1, l_2 – соответственно расстояние от главной плоскости (x_2, y_2) линзы L_1 до матового экрана и до плоскости фотопластинки.

Если $\frac{1}{l_1} - \frac{1}{f_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{M} > 0$ и выполняется условие $\frac{1}{R} + \frac{1}{l_1} - \frac{M}{l_1^2} = 0$, то выражение (1) принимает вид

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp\left[\frac{ik}{2l_2}(x_3^2 + y_3^2)\right] \left\{ \exp\left[-\frac{ikM}{2l_2^2}(x_3^2 + y_3^2)\right] F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\} \quad (2)$$

где \otimes – символ операции свертки;

$F[kMx_3/l_1l_2, kMy_3/l_1l_2] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{i\kappa M}{l_1l_2}(x_1x_3 + y_1y_3)\right] dx_1 dy_1$ – Фурье образ функции прозрачности матового экрана; $P_1(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_1(x_2, y_2) \exp\left[-\frac{i\kappa}{l_2}(x_2x_3 + y_2y_3)\right] dx_2 dy_2$ – Фурье образ обобщенной функции зрачка линзы L_1 .

Так как ширина функции $P_1(x_3, y_3)$ порядка $\frac{\lambda l_2}{d_1}$ [4], где λ – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы, d_1 – диаметр зрачка линзы L_1 , то положим, что в пределах ее области существования изменение фазы сферической волны радиуса кривизны $\frac{l_2}{M}$ не превосходит π . Тогда для области плоскости фотопластинки диаметром $D \leq d_1 \frac{l_2}{M}$ множитель $\exp\left[-\frac{i\kappa M}{2l_2^2}(x_3^2 + y_3^2)\right]$, характеризующий распределение фазы сферической волны, вынесем в выражении (2) из-под знака интеграла свертки и получим

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp\left[-\frac{ik(l_2 - M)}{2l_2^2}(x_3^2 + y_3^2)\right] \left\{ F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}. \quad (3)$$

Если $l_1 > f_1$, то выражение (3) описывает преобразование Фурье входной функции, свертываемой с функцией амплитудного импульсного отклика линзы L_1 , которое умножается на квадратичный фазовый член, характеризующий распределение фазы сходящейся сферической волны [5]. Ширина импульсного отклика больше, чем в случае выполнения «точного» преобразования Фурье [6], когда освещение матового экрана проводится излучением с плоской формой волны, так как $l_2 > f_1$, и масштаб преобразования изменяется по мере изменения положения матового экрана. Конечные размеры линзы L_1 ограничивают эффективную протяженность и уменьшают верхнюю частоту пространственного спектра матового экрана по мере увеличения расстояния l_1 , что приведет к уменьшению диапазона контроля линзы L_1 по полю. Для $l_1 < f_1$ квадратичный фазовый множитель в выражении (3) характеризует распределение в плоскости фотопластинки фазы расходящейся сферической волны. Причем когда матовый экран находится в апертуре линзы L_1 , то есть $l_1 = 0$, то квадратичный фазовый член переходит в $\exp\left[\frac{i\kappa}{2l_2^2}(x_3^2 + y_3^2)\right]$, преобразование Фурье масштабируется в соответствии с расстоянием l_2 и выполняется условие отсутствия виньетирования линзой L_1 пространственного спектра матового экрана ($D = \infty$).

Распределение в плоскости фотопластинки комплексной амплитуды диффузно рассеянного поля, соответствующего второй экспозиции, на основании известного свойства преобразования Фурье принимает вид

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp\left[-\frac{ik(l_2 - M)}{2l_2^2}(x_3^2 + y_3^2)\right] \left\{ \exp\left(\frac{ikaMx_3}{l_1l_2}\right) F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\} \quad (4)$$

В используемом приближении комплексные амплитуды в плоскости фотопластины опорных волн представим в виде

$$u_{01}(x_3, y_3) \sim \exp i \left[\frac{k}{2r}(x_3^2 + y_3^2) + kx_3 \sin \Theta_1 + \varphi_2(x_3, y_3) \right];$$

$$u_{02}(x_3, y_3) \sim \exp i \left[\frac{k}{2r}(x_3^2 + y_3^2) + kx_3 \sin \Theta_2 + \varphi_2(x_3 + b, y_3) \right];$$

где $r = \frac{l_2^2}{l_2 - M}$; $\varphi_2(x_3, y_3)$ — детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей ее оптической системы; b — величина сдвига, обусловленная изменением угла наклона пространственно-ограниченного опорного пучка перед второй экспозицией.

Распределение интенсивности на голограмме двукратного экспонирования может быть представлено в виде суммы интенсивностей, каждая из которых представляет интерферограмму объектного и опорного пучков:

$$I(x_3, y_3) \sim [u_1(x_3, y_3) + u_{01}(x_3, y_3)][u_1(x_3, y_3) + u_{01}(x_3, y_3)]^* + [u_2(x_3, y_3) + u_{02}(x_3, y_3)][u_2(x_3, y_3) + u_{02}(x_3, y_3)]^* \quad (5)$$

Примем далее линейную зависимость амплитудного коэффициента пропускания голограммы от интенсивности, и пусть голограмма просвечивается монохроматической квазиплоской волной, направление которой составляет угол Θ_1 с плоскостью голограммы, а комплексная амплитуда может быть представлена $\exp i[kx_3 \sin \Theta_1 + \varphi_3(x_3, y_3)]$, где $\varphi_3(x_3, y_3)$ — детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения восстанавливающей голограмму волны из-за волновых aberrаций формирующей ее оптической системы. Тогда в плоскости голограммы распределение поля в минус первом порядке дифракции принимает вид

$$u(x_3, y_3) \sim \exp i[-\varphi_2(x_3, y_3) + \varphi_3(x_3, y_3)] \left\{ F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\} + \exp i[kx_3 \sin \Theta_1 - kx_3 \sin \Theta_2 - \varphi_2(x_3 + b, y_3) + \varphi_3(x_3, y_3)] \left\{ \exp\left(\frac{ikaMx_3}{l_1l_2}\right) F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}. \quad (6)$$

При выполнении условия $\sin \Theta_2 - \sin \Theta_1 + \frac{aM}{l_1l_2} = 0$ выражение (6) приводится к виду

$$u(x_3, y_3) \sim \exp i[-\varphi_2(x_3, y_3) + \varphi_3(x_3, y_3)] \left\{ F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes P_1(x_3, y_3) \right\} + \exp i[-\varphi_2(x_3 + b, y_3) + \varphi_3(x_3, y_3)] \left\{ F\left[\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right] \otimes \exp\left(-\frac{ikaMx_3}{l_1l_2}\right) P_1(x_3, y_3) \right\}. \quad (7)$$

Как следует из выражения (7), в плоскости голограммы совпадают субъективные спекл-поля двух экспозиций при относительном угле наклона $\alpha = \frac{aM}{l_1l_2}$ между ними, а информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну линзой L_1 , заключена в пределах индивидуального спекла. Следовательно, в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина, обусловленная aberrациями опорной волны, на что было указано в [2]. Если в плоскости голограммы установлен непрозрачный экран p_2 (рис. 1, б) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и в пределах его диаметра выполняется условие $\varphi_2(x_3 + b, y_3) - \varphi_2(x_3, y_3) \leq \pi$, то есть ширина интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в ее плоскости, не превосходит диаметр фильтрующего отверстия, то дифракционное поле в плоскости фильтрации определяется выражением

$$u(x_3, y_3) \sim p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \left\{ F \left[\frac{kMx_3}{l_1 l_2}, \frac{kMy_3}{l_1 l_2} \right] \otimes \left[1 + \exp \left(-\frac{ikaMx_3}{l_1 l_2} \right) \right] P_1(x_3, y_3) \right\}, \quad (8)$$

где $p_2(x_3, y_3)$ – функция прозрачности экрана с круглым отверстием [7].

Световое поле в задней фокальной плоскости линзы L_2 (рис. 1, б) с фокусным расстоянием f_2 представим в виде интеграла Фурье от светового поля в плоскости проведения пространственной фильтрации. Тогда, используя свойства преобразования Фурье, получим

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + t(-\mu_2 x_4, -\mu_1 y_4) p_1 \left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4 \right) \right\} \times \exp i\varphi_1 \left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4 \right) \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (9)$$

где $\mu_1 = \frac{l_1 l_2}{f_2 M}$; $\mu_2 = \frac{l_2}{f_2}$ – масштабные коэффициенты; $P_2(x_4, y_4) = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \times \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3$ – Фурье-образ функции пропускания фильтрующего экрана с учетом фазовых искажений фронта волны, восстанавливающей голограмму, или неплоскостности подложки фотопластинки в случае их отсутствия.

Из выражения (9) следует, что, в плоскости изображения матового экрана в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 совпадают идентичные спеклы, следовательно, в плоскости (x_4, y_4) локализуется интерференционная картина, и на основании условий, сформулированных в [1, 2], суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению в плоскости регистрации 4 (рис. 1, б) освещенности

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) - \varphi_1 \left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4 \right) \right] \right\} \left| t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right|^2. \quad (10)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует осевые волновые aberrации линзы L_1 . Смещение центра фильтрующего отверстия в направлении оси сдвига матового экрана позволяет проводить контроль линзы L_1 по полю [8], что демонстрируют результаты экспериментальных исследований, приведенных в [9]. Следует отметить, что для наблюдения интерференционной картины в пределах всего зрачка линзы L_1 на основании выражения (10) необходимо, чтобы диаметр d_p области освещения матового экрана удовлетворял условию $d_p \geq d_1 \frac{M}{l_1}$.

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, положим, что линза L_2 (рис. 2), диаметр которой превосходит размеры голограммы, находится в ее плоскости. Тогда дифракционное поле, в фокальной плоскости этой линзы принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim \exp \left[\frac{ik}{2f_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ \Phi_0(x_4, y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + \Phi_1(x_4, y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) p_1 \left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4 \right) \exp i\varphi_1 \left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4 \right) \right\}, \quad (11)$$

где

$$\Phi_0(x_4, y_4) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_2(x_3, y_3)] \exp \left[-\frac{ik}{f_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_4;$$

$\Phi_1(x_4, y_4) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_2(x_3 + b, y_3)] \exp \left[-\frac{ik}{f_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3$ – Фурье образы соответствующих функций.

Если в фокальной плоскости линзы L_2 установлен непрозрачный экран с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и диаметр отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в дальней зоне дифракции, то есть $\varphi_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) - \varphi_1\left(-\mu_2 x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu_2 y_4\right) \leq \pi$, то на выходе фильтрующего экрана дифракционное поле принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim p_2(x_4, y_4) \exp\left[\frac{ik}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \{\Phi_0(x_4, y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) + \Phi_1(x_4, y_4) \otimes t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)\}. \quad (12)$$

Пусть пространственная фильтрация проводится с помощью апертурной диафрагмы линзы L_3 (рис. 2) с фокусным расстоянием f_3 и выполняется условие $\frac{1}{f_2} - \frac{1}{f_3} + \frac{1}{l} = 0$, где l – расстояние между плоскостями (x_4, y_4) , (x_5, y_5) . Тогда световое поле в плоскости регистрации 4 определяется выражением

$$u(x_5, y_5) \sim \exp\left[\frac{ik}{2l}(x_5^2 + y_5^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int u(x_4, y_4) \exp\left[-\frac{ik}{2f_2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \exp\left[-\frac{ik}{l}(x_4 x_5 + y_4 y_5)\right] dx_4 dy_4. \quad (13)$$

В результате подстановки выражения (12) в (13) получаем

$$u(x_5, y_5) \sim \exp\left[\frac{ik}{2l}(x_5^2 + y_5^2)\right] \{\exp i[\varphi_3(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)] F[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] + \exp i[\varphi_3(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)] F[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)]\} \otimes P_2(x_5, y_5), \quad (14)$$

где $\mu_3 = \frac{f_2}{l}$ – масштабный коэффициент; $F[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] = \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times$

$\times \exp\left[-\frac{ik}{l}(x_4 x_5 + y_4 y_5)\right] dx_4 dy_4$; $P_2(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_4, y_4) \exp\left[-\frac{ik}{l}(x_4 x_5 + y_4 y_5)\right] dx_4 dy_4$ – Фурье образы соответствующих функций.

Как следует из выражения (14), в плоскости регистрации спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов. Так как ширина функции $P_2(x_5, y_5)$ определяет размер субъективного спекла в плоскости (x_5, y_5) , то в предположении, что период изменения функции $\exp i\varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) + \exp i\varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)$ хотя бы на порядок превосходит размер спекла [10], вынесем в выражении (14) эту функцию из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости (x_5, y_5) определяется выражением

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos[\varphi_2(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5) - \varphi_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)]\} \left| F[t(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)] \exp i\varphi_3(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \times \right. \\ \left. \times \otimes P_2(x_5, y_5) \right|^2. \quad (15)$$

Выражение (15) описывает спекл-структуру, которая модулируется интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующей фазовые искажения пространственно-ограниченного опорного пучка из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы.

Известно [11], что для наблюдения интерференционной картины в реальном масштабе времени на фотопластинке регистрируется картина интерференции объектной и опорной волн. Затем голограмму точно помещают в положение, которое занимала фотопластинка во время экспонирования, и освещают ее исходной опорной и объектной волной. Поэтому рассмотрим случай восстановления двухэкспозиционной голограммы Фурье копией опорной волны, соответствующей записи второй экспозиции. Тогда распределение дифракционного поля в плоскости голограммы в минус первом порядке дифракции принимает вид

$$u(x_3, y_3) \sim \exp\left[\frac{ik}{2r}(x_3^2 + y_3^2)\right] \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \left\{ \exp i[\varphi_2(x_3 + b, y_3) - \varphi_2(x_3, y_3)] \left[F\left(\frac{kMx_3}{l_1 l_2}, \frac{kMy_3}{l_1 l_2}\right) \otimes P_1(x_3, y_3) \right] \right\} +$$

$$+ F\left(\frac{kMx_3}{l_1l_2}, \frac{kMy_3}{l_1l_2}\right) \otimes \exp\left(-\frac{ikaMx_3}{l_1l_2}\right) P_1(x_3, y_3) \left. \vphantom{F}\right\}. \quad (16)$$

Если в плоскости голограммы на оптической оси проводится пространственная фильтрация дифракционного поля с помощью апертурной диафрагмы p_2 линзы L_2 (рис. 3, *a*), то на расстоянии l от нее, удовлетворяющем условию $\frac{1}{r} - \frac{1}{f_2} + \frac{1}{l} = 0$, световое поле определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{ik}{2l}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{ t(-\mu'_1x_4, -\mu'_1y_4) p_1(-\mu'_2x_4, -\mu'_2y_4) \exp i\varphi_1(-\mu'_2x_4, -\mu'_2y_4) \otimes P'_2(x_4, y_4) + \right. \\ \left. + t(-\mu'_1x_4, -\mu'_1y_4) p_1\left(-\mu'_2x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu'_2y_4\right) \exp i\varphi_1\left(-\mu'_2x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu'_2y_4\right) \otimes P'_2(x_4, y_4) \right\}, \quad (17)$$

где $\mu'_1 = \frac{l_1l_2}{lM}$; $\mu'_2 = \frac{l_2}{l}$ – масштабные коэффициенты; $P'_2(x_4, y_4) = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp i\varphi_3(x_3, y_3) \times$
 $\times \exp\left[-\frac{ik}{l}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3$ – Фурье-образ функции пропускания фильтрующего экрана с учетом неплоскости подложки фотопластинки.

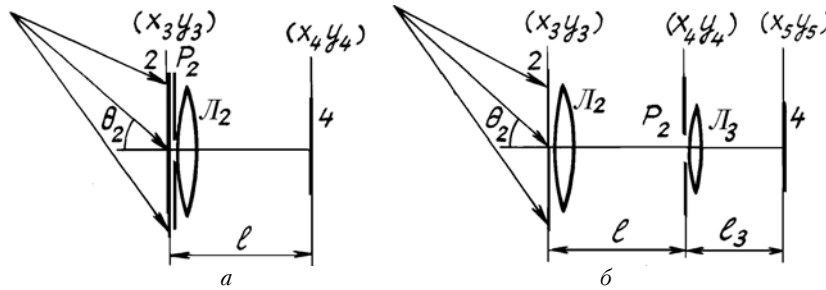


Рис. 3. Схема регистрации интерференционной картины при восстановлении двухэкспозиционной голограммы Фурье когерентным излучением с расходящейся сферической волной с проведением пространственной фильтрации в плоскости голограммы (*a*), в плоскости изображения матового экрана (*б*)

Суперпозиция коррелирующих спекл-полей (17) приводит в плоскости регистрации (x_4, y_4) к распределению освещенности

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos\left[\varphi_1(-\mu'_2x_4, -\mu'_2y_4) - \varphi_1\left(-\mu'_2x_4 - \frac{aM}{l_1}, -\mu'_2y_4\right)\right] \right\} \left| t(-\mu'_1x_4, -\mu'_1y_4) \otimes P'_2(x_4, y_4) \right|^2 \quad (18)$$

Сравнение выражений (10), (18) показывает, что в случае восстановления двухэкспозиционной голограммы Фурье копией опорной волны, соответствующей записи второй экспозиции, в плоскости регистрации интерференционной картины увеличивается характерный размер спекла, так как $l > f_2$. Но увеличение при этом масштаба интерференционной картины приводит к тому, что чувствительность интерферометра бокового сдвига с использованием диффузно рассеянных полей для контроля волновых aberrаций линзы остается неизменной.

Можно показать, что в рассматриваемом случае восстановления двухэкспозиционной голограммы Фурье сферической волной регистрация в минус первом порядке дифракции интерференционной картины, локализующейся в плоскости голограммы, может быть проведена путем пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости, (x_4, y_4) (рис. 3, *б*) с помощью апертурной диафрагмы линзы L_3 при выполнении условия $\frac{1}{l} - \frac{1}{f_3} + \frac{1}{l_3} = 0$, где f_3 – фокусное расстояние линзы L_3 , l_3 – расстояние от ее главной плоскости (x_4, y_4) до плоскости (x_5, y_5) .

Следует отметить, что если запись двухэкспозиционной голограммы согласно рис. 1, *a* проводится с использованием квазиплоской опорной волны, а ее восстановление копией опорной волны, соответствующей, например, записи второй экспозиции, то распределение поля в плоскости голограммы в минус первом порядке дифракции определяется выражением (16). Следовательно, регистрация интерференционной картины, характеризующей волновые aberrации линзы L_1 , может быть выполнена согласно рис. 3, *a*, а интерференционной картины, локализующейся в плоскости голограммы, – рис. 3, *б* с учетом того, что восстановление двухэкспозиционной голограммы проводится квазиплоской волной. Однако для этого случая при одинаковых параметрах со схемой голографирования Фурье ширина спектра пространственных частот голограммы всегда больше ширины спектра пространственных частот голо-

граммы Фурье [12]. Поэтому для фиксированной величины пространственного разрешения регистрирующей голограммы среды уменьшается диапазон контроля линзы или объектива по полю.

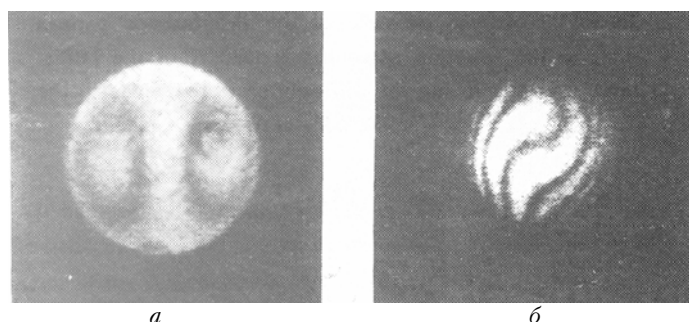


Рис. 4. Интерферограммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы (а), в плоскости изображения матового экрана (б)

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы Фурье матового экрана записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He—Ne-лазера на 0,63 мкм. В качестве примера на рис. 4, а приведена интерферограмма, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным ≈ 2 мм лазерным пучком. Интерференционная картина характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой линзы с фокусным расстоянием $f_1 = 130$ мм, диаметром зрачка $d_1 = 25$ мм. С помощью этой линзы двухэкспозиционная запись голограммы Фурье матового экрана проводилась для величин $f_1 = 80$ мм, $f_2 = 200$ мм, $R = 291$ мм. В канале формирования опорной волны лазерный пучок расширялся с использованием коллиматора, а затем с помощью положительной линзы образовывался расходящийся опорный пучок с радиусом кривизны волнового фронта в плоскости фотопластинки $r = 408$ мм. Перед проведением записи второй экспозиции матовый экран сдвигался в направлении, перпендикулярном оптической оси, на величину $a = 0,4 \pm 0,002$ мм, а угол наклона опорного пучка изменялся на величину $\Delta\theta = 8'40'' \pm 10''$.

На рис. 4, б представлена интерферограмма, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости построения изображения матового экрана, которая характеризует фазовые искажения опорной волны из-за aberrаций формирующей ее оптической системы. В этом случае двухэкспозиционная голограмма восстанавливалась коллимированным пучком диаметра 100 мм, и с помощью коллимирующей системы из объектива с фокусным расстоянием 500 мм, диаметром зрачка 100 мм и окуляра с фокусным расстоянием 80 мм, диаметром зрачка 20 мм, строилось действительное изображение плоскости голограммы. Диаметр фильтрующего отверстия в частотной плоскости этой оптической системы равнялся 3 мм. Пространственная протяженность интерференционной картины на рис. 4, б, ограниченная из-за виньетирования диффузно рассеянного поля контролируемой линзой, равнялась 50 ± 1 мм, что соответствует расчетной величине.

В заключение отметим, что рассмотренный метод двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана без применения пространственной фильтрации в канале формирования расходящегося опорного пучка приводит к образованию интерференционных картин бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. Причем интерференционная картина, характеризующая aberrации опорного пучка локализуется в плоскости голограммы, а волновые aberrации линзы — в дальней зоне дифракции. Их раздельное наблюдение проводится путем пространственной фильтрации дифракционного диффузно рассеянного поля в соответствующих плоскостях. Кроме того, для фиксированной величины пространственного разрешения регистрирующей голограммы среды метод позволяет расширить диапазон контроля линзы по полю из-за увеличения полосы пространственных частот матового экрана, пропускаемых контролируемой линзой.

1. Гусев В. Г. // Изв. вузов. Приборостроение. 1991. Т. 34. № 3. С. 60—66.
2. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125—1128.
3. Гудман Д. Введение в Фурье оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
4. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
5. Гусев В. Г. Пространственная фильтрация диффузно рассеянного поля при формировании Фурье образа. М., 1990. 16 с. Деп. в ВИНТИ 25.06.90 № 4144-B90.
6. Оптическая обработка информации/Под ред. Д. Кейсесента. М.: Мир, 1980. 340 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
8. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 171—174.
9. Гусев В. Г. // Электронная техника. Сер. II. 1991. № 3. С. 44—45.
10. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и стекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
11. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 670 с.
12. Гуревич С. Б., Константинов В. Б., Соколов В. К., Черных Д. Ф. Передача и обработка информации голографическими методами М.: Сов. радио, 1978. 300 с.

V. G. Gusev. The Formation of the Shear Interferograms with Scattered Light by Double-Exposure Record of Fourier Hologram.

An analysis of the shear interferometer is presented on the basis of the two-exposure records of Fourier hologram of a diffuse screen. It is shown theoretically and experimentally that the control of a lens or an objective is provided by making spatial filtration in the hologram plane. The spatial filtration in the far-zone diffraction gives interference fringe pattern recording which determines phase distortions of the reference wave due to the aberrations formed by its optical system.