

В.Г. Гусев

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА В ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ СФОКУСИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Приведен анализ интерферометра бокового сдвига на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного изображения матового экрана при выполнении двух последовательных преобразований Фурье. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль линзы или объектива по полю, а проведение пространственной фильтрации в дальней зоне дифракции или в плоскости изображения зрачка линзы или объектива обеспечивает регистрацию интерференционной картины, характеризующей фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем.

На основе двухэкспозиционной записи безлинзовых голограмм Френеля и Фурье в [1, 2] была приведена реализация метода дифференциальной интерферометрии с использованием диффузно рассеянных полей для контроля волновых фронтов как квазисферической, так и квазиплоской формы. При этом в обоих случаях осуществлялось совпадение объективных спекл-полей двух экспозиций в плоскости фотопластинки.

В настоящей статье на основе двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного изображения при совмещении субъективных спекл-полей двух экспозиций в плоскости фотопластинки проводится анализ особенностей образования при проведении пространственной фильтрации интерференционных картин бокового сдвига.

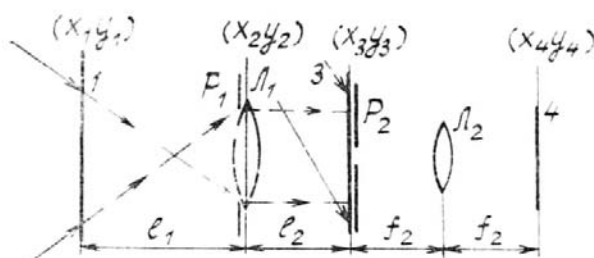


Рис. 1. Оптическая схема записи и восстановления двухэкспозиционной голограммы сфокусированного изображения: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – опорный пучок; 4 – плоскость регистрации интерферограммы; L_1, L_2 – линзы; p_1 – апертурная диафрагма, p_2 – фильтрующая диафрагма

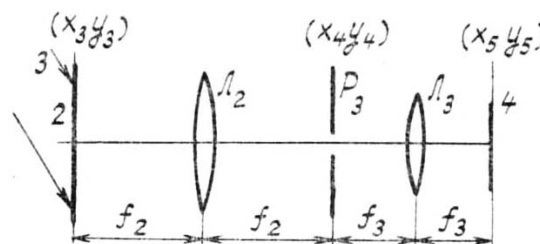


Рис. 2. Пространственная фильтрация светового поля в дальней зоне дифракции с использованием коллимирующей системы линз L_2, L_3

Согласно рис. 1 матовый экран 1, находящийся в плоскости (x_1, y_1) , освещается сходящейся квазисферической волной с радиусом кривизны фронта r . С помощью линзы L_1 изображение матового экрана строится в плоскости (x_3, y_3) фотопластинки 2, и с использованием внеосевой плоской опорной волны 3 проводится запись голограммы сфокусированного изображения за время первой экспозиции. Полагается, что перед второй экспозицией матовый экран был смещен в плоскости (x_1, y_1) в направлении оси x на величину a , а фотопластинка в плоскости (x_3, y_3) в противоположном направлении на величину b .

Представим в приближении Френеля без учета постоянных в плоскости амплитудных и фазовых множителей распределения комплексных амплитуд полей двух экспозиций в плоскости фотопластинки в виде

$$u_1(x_3, y_3) \sim \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2r} (x_1^2 + y_1^2) \right] \exp i\varphi_1(x_1, y_1) \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2L_1} [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] \right\} \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_1} (x_2^2 + y_2^2) \right] p_1(x_2, y_2) \times$$

$$\times \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2l_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2; \quad (1)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \int \int_{-\infty}^{\infty} \int t(x_1 + a, y_1) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2r} (x_1^2 + y_1^2) \right] \exp i\varphi_1(x_1, y_1) \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2l_1} [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] \right\} \exp \left[-\frac{i\kappa}{2f_1} (x_2^2 + y_2^2) \right] p_1(x_2, y_2) \times \\ \times \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2l_2} [(x_2 - x_3 - b)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2, \quad (2)$$

где κ — волновое число; $t(x_1, y_1)$ — комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат, $\varphi_1(x_1, y_1)$ — фазовая функция, характеризующая искажения волны освещения матового экрана за счет волновых aberrаций формирующей ее оптической системы; f_1 — фокусное расстояние линзы L_1 с обобщенной функцией $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2)$ ее зрачка [3], учитывающей осевые волновые aberrации, l_1, l_2 — соответственно расстояния между плоскостями (x_1, y_1) и (x_2, y_2) , (x_2, y_2) и (x_3, y_3) .

Если $\frac{1}{f_1} = \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}$, то выражения (1), (2) принимают вид

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2l_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \left\{ t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp \left[\frac{i\kappa(r - l_1)}{2rl_1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \mu_1^2 (x_3^2 + y_3^2) \right] \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}; \quad (3)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \left\{ \exp \frac{i\kappa}{2l_2} [(x_3 + b)^2 + y_3^2] \right\} \left\{ t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 b + a, -\mu_1 y_3) \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ \frac{i\kappa}{2rl_1} (r - l_1) \mu_1^2 [(x_3 + b)^2 + y_3^2] \right\} \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3 - \mu_1 b, -\mu_1 y_3) \otimes P_1(x_3, y_3) \right\}, \quad (4)$$

где $\mu_1 = \frac{l_1}{l_2}$ — коэффициент масштабного преобразования; \otimes — операция свертки;

$P_1(x_3, y_3) = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp \left[-\frac{i\kappa}{l_2} (x_2 x_3 + y_2 y_3) \right] dx_2 dy_2$ — Фурье образ обобщенной функции зрачка линзы L_1 .

В выражениях (3), (4) ширина функции $P_1(x_3, y_3)$ определяет размер δ субъективного спекла в плоскости фотопластинки. С учетом только дифракционной ограниченности $\delta \approx \frac{\lambda l_2}{d}$ [4], где λ — длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы, d — диаметр зрачка линзы L_1 . Если в пределах индивидуального спекла изменение фазы сферической волны в плоскости (x_3, y_3) радиуса кривизны $\frac{rl_1}{\mu_1^2(r - l_1)}$ не превосходит π , то для области в плос-

кости фотопластинки диаметром $D_0 \leq \frac{dr}{\mu_1(r - l_1)}$ множитель $\exp \left[\frac{i\kappa(r - l_1)}{2rl_1} \mu_1^2 (x_3^2 + y_3^2) \right]$, характеризующий в выражениях (3), (4) распределение комплексной амплитуды поля сферической волны, вынесем из-под знака интеграла свертки. Кроме того, полагая, что выполняются условия $a = \mu_1 b$, $r = \frac{l_1^2}{l_1 + l_2}$, для области в плоскости фотопластинки диаметром $D_0 \leq d$ получаем следующие распределения комплексных амплитуд полей, соответствующих первой и второй экспозициям,

$$u_1(x_3, y_3) \sim t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \otimes P_1(x_3, y_3); \quad (5)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3 - a, -\mu_1 y_3) \otimes \exp\left(\frac{i\kappa b x_3}{l_2}\right) P_1(x_3, y_3). \quad (6)$$

Пусть записанная таким образом двухэкспозиционная голограмма сфокусированного изображения матового экрана восстанавливается копией опорной волны, распределение поля которой соответствует, например, распределению для первой экспозиции. Тогда дифракционное поле в плоскости (x_3, y_3) принимает вид

$$u(x_3, y_3) \sim t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \otimes P_1(x_3, y_3) + \exp i[\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_3(x_3 + b, y_3)] \{t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \times \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3 - a, -\mu_1 y_3) \otimes \exp\left(\frac{i\kappa b x_3}{l_2}\right) P_1(x_3, y_3)\}, \quad (7)$$

где $\varphi_3(x_3, y_3)$ — фазовая функция, характеризующая искажения опорной волны за счет волновых aberrаций формирующей ее оптической системы.

Как следует из выражения (7), в плоскости голограммы диффузно когерентные световые поля, соответствующие первой и второй экспозиции, оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов при относительном угле наклона между ними $\alpha = \frac{b}{l_2}$. Следовательно, на осно-

вании [5] в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина. Причем, как и в [5], согласно выражению (7) интерференционная картина будет характеризовать фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем.

Если в плоскости голограммы проводится пространственная фильтрация с помощью непрозрачного экрана с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, то операцию фильтрации представим умножением комплексной амплитуды светового поля, описываемого выражением (7), на функцию $p_2(x_3, y_3)$ [6] пропускания фильтра. Наблюдение будем проводить в плоскости (x_4, y_4) , являющейся задней фокальной плоскостью собирающей линзы L_2 (рис. 1). Тогда дифракционное поле в плоскости регистрации 4 представим в виде интеграла Фурье от поля в плоскости фильтрации.

$$u(x_4, y_4) = F[p_2(x_3, y_3) u(x_3, y_3)], \quad (8)$$

где F — операция преобразования Фурье.

Полагая, что в пределах диаметра фильтрующего отверстия выполняется условие $\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_3(x_3 + b, y_3) + \varphi_1(-\mu_1 x_3 - a, -\mu_1 y_3) - \varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \leq \pi$, физический смысл которого заключается в том, что диаметр фильтрующего отверстия не превосходит ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, при подстановке выражения (7) в (8) получаем

$$u(x_4, y_4) \sim \left\{ F\left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2}\right] p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi_2(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + F\left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa x_4}{f_2}\right] p_1(-\mu_2 x_4 + b, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi_2(-\mu_2 x_4 + b, -\mu_2 y_4) \right\} \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (9)$$

где f_2 — фокусное расстояние линзы L_2 ; $\mu_2 = \frac{l_2}{f_2}$ — масштабный коэффициент преобразования;

$$F\left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2}\right] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp\left[-\frac{i\kappa}{f_2}(x_3 x_4 + y_3 y_4)\right] dx_3 dy_3,$$

$P_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp\left[-\frac{ik}{f_2}(x_3x_4 + y_3y_4)\right] dx_3 dy_3$ – Фурье образы соответствующих функций.

Из выражения (9) следует, что дифракционное поле в плоскости регистрации 4 на рис. 1 представляет собой суперпозицию двух коррелирующих спекл-полей, совпадающих в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 . Следовательно, в плоскости (x_4, y_4) локализуется интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации линзы L_1 . Действительно, если период функции $\exp i\varphi_2(-\mu_2x_4, -\mu_2y_4) + \exp i\varphi_2(-\mu_2x_4+b, -\mu_2y_4)$ хотя бы на порядок [7] превосходит размер спекла, определяемого шириной функции $P_2(x_4, y_4)$, то в выражении (9) вынесем эту функцию из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости регистрации определяется выражением

$$I(x_4, y_4) \sim \left\{ 1 + \cos \left[\varphi_2(-\mu_2x_4, -\mu_2y_4) - \varphi_2(-\mu_2x_4 + b, -\mu_2y_4) \right] \right\} \left| F \left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2} \right] \right|^2 \otimes P_2(x_4, y_4) \quad (10)$$

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 .

Как следует из выражений (5), (6), информация о фазовых искажениях, вносимых в световое поле линзой L_1 , заключена в пределах индивидуального спекла в пространстве изображения матового экрана, который строится в плоскости фотопластинки при выполнении двух последовательных преобразований Фурье. При этом, в отличие от [5], в малой области изображения на оптической оси амплитудно-фазовое распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла является результатом дифракции плоской волны, распространяющейся вдоль оптической оси. Тогда при приведенной выше пространственной фильтрации и образуется интерференционная картина, характеризующая осевые волновые aberrации линзы L_1 . Для малой же области изображения матового экрана с центром в точке, определяемой координатами x_{30} , вне оптической оси, амплитудно-фазовое распределение поля в пределах каждого индивидуального спекла в этой области является результатом дифракции внеосевой плоской волны, распространяющейся под углом $\beta = \frac{x_{30}}{l_2}$ – к оптической оси. Тогда при прове-

дении пространственной фильтрации вне оптической оси образуется интерференционная картина, характеризующая сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций линзы L_1 . Поэтому вполне очевидна необходимость проведения пространственной фильтрации в плоскости голограммы и для aberrационных волновых фронтов, сформированных в каналах освещения матового экрана и опорной волны. В случае же наличия aberrаций изменение положения центра фильтрующей диафрагмы (например, с максимума интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, на минимум интерференционной полосы) приводит только к изменению фазы между коррелирующими спекл-полями в плоскости (x_4, y_4) на π , что несущественно для дифференциальной интерферометрии.

Диапазон контроля линзы L_1 по полю ограничивается разрешающей способностью v_0 голографической регистрирующей среды и ее размерами. Для наблюдения интерференционной картины в пределах всей апертуры линзы L_1 из условия солинейного сродства [8] следует, что диаметр D освещенной области матового экрана должен удовлетворять условию $D \geq \frac{d}{\mu_1}$, если $\mu_1 \leq 1$ и $D \geq d$, если $\mu_1 \geq 1$. Тогда в направлении v_x наибольшее значение пространственной частоты v_m в спектр голограммы определяется величиной $\frac{1}{\lambda} \sin \left[\theta + \arctg \frac{D}{2l_1} \right]$, где θ – угол падения опорной волны. Для разделения в пространстве восстанавливаемых голограммой полей в 0 и (± 1) порядках дифракции необходимо, чтобы $\theta \geq 3 \arctg \frac{D}{2l_1}$. Тогда из условия $v_m \leq v_0$ определяется диапазон контроля линзы по полю при известных

размерах регистрирующей среды. Следовательно, по сравнению с [5] расширяется диапазон контроля по полю, так как ширина спектра пространственных частот голограммы определяется только угловыми размерами освещенной области матового экрана и углом падения опорной волны.

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости изображения матового экрана, рассмотрим проведение пространственной фильтрации светового поля, восстановленного двухэкспозиционной голограммой, на оптической оси в Фурье плоскости (рис. 2). Полагая, что диаметр линзы L_2 превосходит размеры голограммы, дифракционное поле в плоскости (x_4, y_4) представим в виде интеграла Фурье от поля в плоскости голограммы, описываемого выражением (7). Тогда

распределение комплексной амплитуды светового поля принимает вид

$$\begin{aligned}
 u(x_4, y_4) \sim & \left\{ F \left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2} \right] p_1(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \exp i\varphi_2(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) + \right. \\
 & + \Phi_2(x_4, y_4) \otimes \left\{ F \left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2} \right] \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \right\} p_1(-\mu_2 x_4 + b, -\mu_2 y_4) \times \\
 & \times \exp i\varphi_2(-\mu_2 x_4 + b, -\mu_2 y_4) \left. \right\} \otimes P_2(x_4, y_4),
 \end{aligned} \tag{11}$$

где

$$\begin{aligned}
 \Phi_1(x_4, y_4) = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_1(-\mu_1 x_3 - a, -\mu_1 y_3) - \varphi_1(-\mu_1 x_3, \\
 & -\mu_1 y_3)] \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_2}(x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3, \quad \Phi_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i \times \\
 & \times [\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_3(x_3 + b, y_3)] \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_2}(x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3
 \end{aligned}$$

— Фурье образы соответствующих функций.

Если ширина функций $\Phi_1(x_4, y_4)$ и $\Phi_2(x_4, y_4)$ много меньше ширины функции $P_2(x_4, y_4)$, определяющей размер спекла в плоскости (x_4, y_4) , то выражение (11) описывает распределение двух совпадающих в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 спекл-полей. Следовательно, в дальней зоне дифракции локализуется интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации линзы L_1 , на что и было указано выше. Если в фокальной плоскости линзы L_2 установлен непрозрачный экран p_3 (рис. 2) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и в пределах диаметра этого отверстия выполняется условие $\varphi_2(-\mu_2 x_4 + b, -\mu_2 y_4) - \varphi_2(-\mu_2 x_4, -\mu_2 y_4) \leq \pi$ (то есть ширина интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости (x_4, y_4) , не превосходит диаметр фильтрующего отверстия), то непосредственно за экраном световое поле описывается выражением

$$\begin{aligned}
 u(x_4, y_4) \sim & p_3(x_4, y_4) \left\{ F \left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2} \right] \otimes P_2(x_4, y_4) + F \left[\frac{\kappa x_4}{f_2}, \frac{\kappa y_4}{f_2} \right] \otimes \right. \\
 & \left. \otimes \Phi_1(x_4, y_4) \otimes \Phi_2(x_4, y_4) \otimes P_2(x_4, y_4) \right\}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

Дифракционное поле в фокальной плоскости линзы L_3 представим в виде интеграла Фурье от поля в плоскости проведения пространственной фильтрации. Тогда комплексная амплитуда корреляционных спекл-полей, соответствующих первой и второй экспозициям, в плоскости регистрации 4 принимает вид

$$\begin{aligned}
 u(x_5, y_5) \sim & \{ t(\mu_1 \mu_3 x_5, \mu_1 \mu_3 y_5) \exp i\varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_5, \mu_1 \mu_3 y_5) p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) + \\
 & + t(\mu_1 \mu_3 x_5, \mu_1 \mu_3 y_5) \exp i\varphi_1(\mu_1 \mu_3 x_5 - a, \mu_1 \mu_3 y_5) \exp i[\varphi_3(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) - \\
 & - \varphi_3(-\mu_3 x_5 + b, -\mu_3 y_5)] p_2(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \} \otimes P_3(x_5, y_5),
 \end{aligned} \tag{13}$$

где $\mu_3 = \frac{f_2}{f_3}$ — масштабный коэффициент преобразования;

$$P_3(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp \left[-\frac{i\kappa}{f_3}(x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4 \quad \text{— Фурье образ функции пропускания фильтра.}$$

Как следует из выражения (13), в плоскости (x_5, y_5) спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов. Следовательно, в этой плоскости локализуется интерференционная картина, характеризующая фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем. Таким образом, если период

функции $\exp i\varphi_1(\mu_1\mu_3x_5, \mu_1\mu_3y_5) + \exp i[\varphi_1(\mu_1\mu_3x_5 - a, \mu_1\mu_3y_5) + \varphi_3(-\mu_3x_5, -\mu_3y_5) - \varphi_3(-\mu_3x_5 + b, -\mu_3y_5)]$ хотя бы на порядок превосходит размер спекла в плоскости регистрации 4, определяемый шириной функции $P_0(x_5, y_5)$, то в выражении (13) эту функцию можно вынести из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости (x_5, y_5) будет определяться выражением

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos[\varphi_1(\mu_1\mu_3x_5, \mu_1\mu_3y_5) - \varphi_1(\mu_1\mu_3x_5 - a, \mu_1\mu_3y_5) - \varphi_3(-\mu_3x_5, -\mu_3y_5) + \varphi_3(-\mu_3x_5 + b, -\mu_3y_5)]\} |t(\mu_1\mu_3x_5, \mu_1\mu_3y_5) \times \times p_2(\mu_3x_5, \mu_3y_5) \otimes P_3(x_5, y_5)|^2, \quad (14)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны из-за aberrаций формирующих их оптических систем. Причем пространственная протяженность интерференционной картины на основании выражения (14) ограничивается диаметром зрачка линзы L_1 . Для ее наблюдения в пределах всего изображения матового экрана рассмотрим проведение пространственной фильтрации на оптической оси согласно рис. 3.

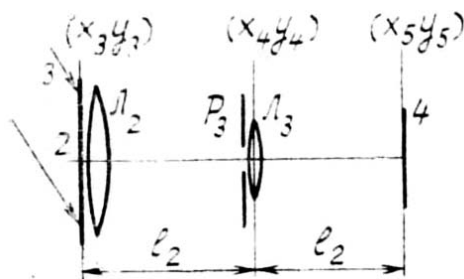


Рис. 3. Пространственная фильтрация светового поля в плоскости изображения зрачка линзы L_1

Дифракционные поля в плоскости голограммы, соответствующие первой и второй экспозиции, запишем тогда в виде

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp\left[\frac{i\kappa}{2l_2}(x_3^2 + y_3^2)\right] \left\{t(-\mu_1x_3, -\mu_1y_3) \exp\left[-\frac{i\kappa}{2l_2} \times \times (x_3^2 + y_3^2)\right] \exp i\varphi_1(-\mu_1x_3, -\mu_1y_3) \otimes P_1(x_3, y_3)\right\}; \quad (15)$$

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp\left\{\frac{i\kappa}{2l_2}[(x_3 + b)^2 + y_3^2]\right\} \exp i[\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_3(x_3 + + b, y_3)] \left\{t(-\mu_1x_3, -\mu_1y_3) \exp\left[-\frac{i\kappa}{2l_2}[(x_3 + b)^2 + y_3^2]\right] \exp i\varphi_1(-\mu_1x_3 - a, -\mu_1y_3) \otimes \otimes P_1(x_3, y_3)\right\}. \quad (16)$$

Если диаметр линзы L_2 , расположенной в плоскости голограммы, превосходит размер изображения матового экрана, и линза L_2 строит изображение зрачка линзы L_1 в плоскости (x_4, y_4) , то, полагая в дальнейшем для сокращения записи увеличение равным единице, дифракционное поле в плоскости изображения описывается выражением

$$u(x_4, y_4) \sim \exp\left[\frac{i\kappa}{2l_2}(x_4^2 + y_4^2)\right] \left\{F_1\left[\frac{\kappa x_4}{l_2}, \frac{\kappa y_4}{l_2}\right] p_1(-x_4, -y_4) \exp i\varphi_2 \times \times (-x_4, -y_4) + \Phi'_2(x_4, y_4) \otimes \left\{F_1\left[\frac{\kappa x_4}{l_2}, \frac{\kappa y_4}{l_2}\right] \otimes \Phi'_1(x_4, y_4)\right\} p_1 \times \right.$$

$$\times (-x_4 + b, -y_4) \exp i\varphi_2(-x_4 + b, -y_4)\}, \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} F_1 \left[\frac{\kappa x_4}{l_2}, \frac{\kappa y_4}{l_2} \right] &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2l_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] \exp i\varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3) \times \\ &\times \exp \left[-\frac{i\kappa}{l_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3, \quad \Phi'_1(x_4, y_4) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_1(-\mu_1 x_3 - a, -\mu_1 y_3) - \varphi_1(-\mu_1 x_3, -\mu_1 y_3)] \exp \left[-\frac{i\kappa}{l_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3, \\ \Phi'_2(x_4, y_4) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_3(x_3, y_3) - \varphi_3(x_3 + b, y_3)] \exp \left[-\frac{i\kappa}{l_2} (x_3 x_4 + y_3 y_4) \right] dx_3 dy_3 \end{aligned}$$

— Фурье образы соответствующих функций.

Из-за пространственной ограниченности размера изображения матового экрана световое поле за голограммой будет иметь распределение, характерное для спекл-поля [9], причем, как следует из выражения (17), спекл-поля, соответствующие первой и второй экспозициям, оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 . Следовательно, коррелирующие спекл-поля, отфильтрованные апертурной диафрагмой p_3 линзы L_3 (рис. 3), диаметр которой не превосходит ширину интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости (x_4, y_4) и характеризующей осевые aberrации линзы L_1 , непосредственно за апертурной диафрагмой определяются выражением

$$\begin{aligned} u(x_4, y_4) &\sim p_3(x_4, y_4) \exp \left[\frac{i\kappa}{2l_2} (x_4^2 + y_4^2) \right] \left\{ F_1 \left[\frac{\kappa x_4}{l_2}, \frac{\kappa y_4}{l_2} \right] + F_1 \left[\frac{\kappa x_4}{l_2}, \frac{\kappa y_4}{l_2} \right] \otimes \right. \\ &\left. \otimes \Phi'_1(x_4, y_4) \otimes \Phi'_2(x_4, y_4) \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Если предположить, что линза L_3 строит изображение в плоскости (x_5, y_5) , плоскости (x_3, y_3) , причем для сокращения записи будем считать увеличение равным единице, то комплексная амплитуда дифракционного поля в плоскости регистрации 4 (рис. 3) примет вид

$$\begin{aligned} u(x_5, y_5) &\sim \exp \left[\frac{i\kappa}{2l_2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \left\{ t(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2l_2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \times \right. \\ &\times \exp i\varphi_1(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5) \otimes P_3(x_5, y_5) + t(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2l_2} (x_5^2 + y_5^2) \right] \times \\ &\times \exp i\varphi_1(\mu_1 x_5 - a, \mu_1 y_5) \exp i[\varphi_3(-x_5, -y_5) - \varphi_3(-x_5 + b, -y_5)] \otimes P_3(x_5, y_5) \left. \right\}, \quad (19) \end{aligned}$$

где

$$P_3(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_3(x_4, y_4) \exp \left[-\frac{i\kappa}{l_2} (x_4 x_5 + y_4 y_5) \right] dx_4 dy_4$$

— Фурье образ функции пропускания апертурной диафрагмы p_3 .

Из выражения (19) следует, что в плоскости (x_5, y_5) спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов в пределах перекрытия изображений матового экрана. Следовательно, в этой плоскости локализуется интерференционная картина, характеризующая фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны. Действительно, если период функции $\exp i\varphi_1(\mu_1 x_5, \mu_1 y_5) + \exp i[\varphi_1(\mu_1 x_5 - a, \mu_1 y_5) + \varphi_3(-x_5, -y_5) - \varphi_3(-x_5 + b, -y_5)]$ хотя бы на порядок превосходит размер спекла в плоскости регистрации 4, определяемый шириной функции $P_3(x_5, y_5)$, то в выражении (19) вынесем эту функцию из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости (x_5, y_5) определяется выражением

$$I(x_5, y_5) \sim \{1 + \cos [\varphi_1(u_1x_5, u_1y_5) - \varphi_1(u_1x_5 - a, u_1y_5) - \varphi_3(-x_5, -y_5) + \varphi_3(-x_5 + b, -y_5)]\} \left| t(u_1x_5, u_1y_5) \exp \left[-\frac{i\kappa}{2l_2}(x_5^2 + y_5^2) \right] \otimes P_3(x_5, y_5) \right|^2, \quad (20)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны в пределах всего изображения матового экрана из-за aberrаций в каналах формирования этих волн.

Нетрудно показать, что при восстановлении в (+1) порядке дифракции записанной вышеприведенным методом двухэкспозиционной голограммы сфокусированного изображения проведение пространственной фильтрации в дальней зоне дифракции с использованием коллимирующей системы линз L_2 и L_3 (рис. 2) приводит к регистрации интерференционной картины, пространственная протяженность которой ограничивается диаметром зрачка линзы L_1 . А для регистрации интерференционной картины в пределах всего изображения матового экрана достаточно только линзы L_3 с апертурной диафрагмой p_3 (рис. 3), расположенной на расстоянии l_2 от голограммы, из-за наличия в этом случае в плоскости голограммы фазового множителя сходящейся сферической волны с радиусом кривизны l_2 .

Следует также отметить, что при регистрации интерференционной картины, характеризующей фазовые искажения волны освещения матового экрана и опорной волны, проведение пространственной фильтрации вне оптической оси будет приводить к ее искажению из-за внеосевых волновых aberrаций линзы L_1 .

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы сфокусированного изображения матового экрана записывались на фотопластинках типа Микрат-ВРЛ с использованием He-Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. Матовый экран и фотопластинка крепились на оптических измерительных столиках из комплекта оптической скамьи ОСК-2. Фокусные расстояния линз L_1 диаметром 15÷30 мм составляли 140÷200 мм. В качестве примера на рис. 4, а представлена интерферограмма бокового сдвига, полученная при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы на оптической оси путем восстановления голограммы неразведенным лазерным лучом диаметром ≈ 1 мм. Интерференционная картина характеризует сферическую aberrацию линзы L_1 с $f_1 = 140$ мм, $d = 20$ мм с предфокальной дефокусировкой. Двухкомпозиционная голограмма записывалась с единичным увеличением для размера освещенной области матового экрана, равного 40 мм. Сдвиг перед второй экспозицией матового экрана и фотопластинки составлял $0,8 \pm 0,002$ мм.

На рис. 4, б представлена интерферограмма бокового сдвига, полученная при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы в точке, соответствующей краю изображения матового экрана ($x_{30} \approx 20$ мм, $y_{30} = 0$). Интерференционная картина в этом случае характеризует сочетание осевых и внеосевых волновых aberrаций [10] линзы L_1 .

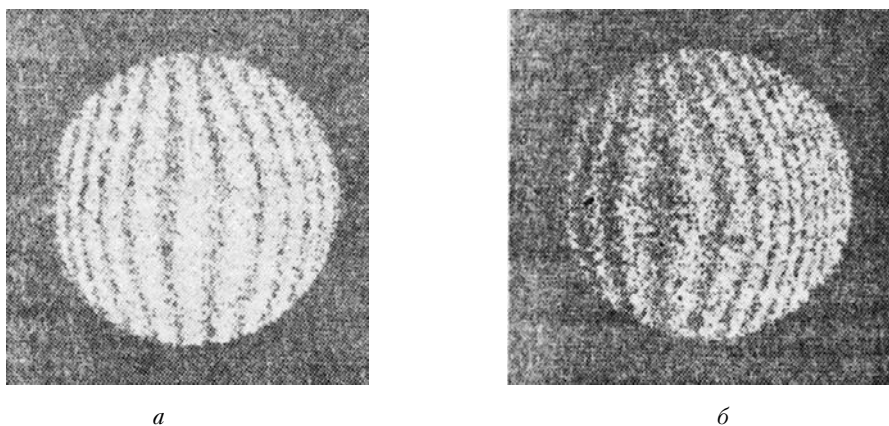


Рис. 4. Интерферограмма бокового сдвига, характеризующая волновые aberrации контролируемой линзы L_1 и зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы: а — на оптической оси; б — вне оптической оси на краю изображения матового экрана

При проведении согласно рис. 2 пространственной фильтрации на оптической оси вид зарегистрированной интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, представлен на рис. 5, а. Ее пространственная протяженность соответствует диаметру линзы L_1 , и она характеризует волновые aberrации оптических систем, формирующих волну освещения матового экрана и опорную волну. Проведение же пространственной фильтрации на оптической оси согласно рис. 3 приводит к регистрации интерференционной картины, представленной на рис. 5, б, в пределах всего изображения матового экрана.

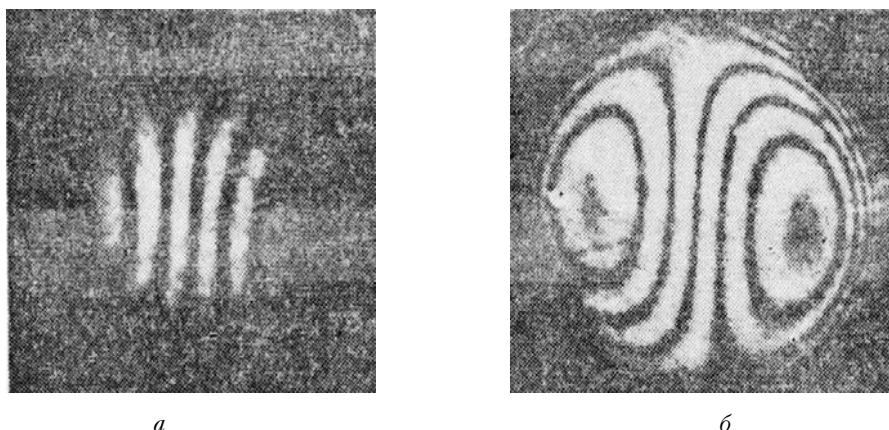


Рис. 5. Интерферограмма бокового сдвига, характеризующая aberrации волны освещения матового экрана и опорной волны, при пространственной фильтрации: *a* – в дальней зоне дифракции; *б* – в плоскости изображения зрачка линзы L_1

В заключение следует отметить, что рассмотренный метод двухэкспозиционной записи голограммы сфокусированного изображения матового экрана позволяет проводить контроль волновых aberrаций линз и объективов по полю изображения при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы, обеспечивая по сравнению с известным методом [5] расширение его диапазона для одной и той же величины пространственного разрешения регистрирующей голограммы среды.

1. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. Вып. 4. С. 921–924.
2. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 4. С. 914–917.
3. Гудман Дж. Введение в Фурье оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
4. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
5. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 9. С. 936–945.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
7. Джоунс Р., Уайлс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
8. Русинов М. М. Габаритные расчеты оптических систем. М.: Гостехиздат, 1963. 396 с.
9. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 497 с.
10. Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.

Томский государственный университет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
14 июня 1990 г.

V. G. Gusev. Spatial Filtration of the Side Shift Interferogram in a Holographic Interferometry of a Focused Image.

An analysis of the side shift interferometer is presented on the use of two exposure holographic records of a focused image of a matted screen and on two successive Fourier transforms. It is shown both theoretically and experimentally that spatial filtration made in the plane of hologram provides the control of a lens or an objective over their fields, while the filtration in the lateral diffraction pattern or in the plane of a lens aperture image provides recording of the interference pattern characterizing phase distortions of the wave illuminating the matted screen and of the reference wave caused by aberrations of optical components.