

В.Г. Гусев

### ФОРМИРОВАНИЕ В ДИФФУЗНО РАССЕЯННЫХ ПОЛЯХ ИНТЕРФЕРОГРАММ БОКОВОГО СДВИГА ПРИ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ЗАПИСИ ЛИНЗОВОЙ 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 формируется интерференционная картина, которая характеризует фазовые искажения волны излучения, используемого для освещения матового экрана, и волновые aberrации линзы или фазовые искажения волны излучения, используемого для освещения матового экрана.

В [1] была впервые приведена реализация метода двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана, который позволяет формировать в диффузно рассеянных полях интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины при выполнении пространственной фильтрации. Для этого матовый экран, находящийся в передней фокальной плоскости положительной линзы, освещался когерентным излучением с квазиплоской формой волны и с помощью внеосевого опорного пучка записывалась голограмма Фурье за время первой экспозиции. Перед повторным экспонированием фотопластинки, расположенной в задней фокальной плоскости линзы, фазовые изменения, вносимые в световую волну смещением матового экрана в его плоскости, компенсировались изменением угла наклона квазиплоского фронта опорной волны. В результате восстановленные субъективные спекл-поля двух экспозиций оказываются наложенными друг на друга в плоскости голограммы при общем относительном угле наклона между ними, определяемом величиной смещения матового экрана перед повторным экспонированием фотопластинки. Это обуславливает, с одной стороны, локализацию в плоскости голограммы интерференционной картины из-за фазовых искажений фронта опорной волны. С другой стороны, в Фурье-плоскости объектива, установленного за голограммой, совпадают также субъективные спекл-поля двух экспозиций, что приводит к формированию в ней интерференционной картины, характеризующей волновые aberrации линзы и фазовые искажения фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана. Следовательно, путем осуществления пространственной фильтрации дифракционного поля в соответствующих плоскостях можно получить отдельно информацию о фазовых искажениях фронта опорной волны и волновых aberrациях линзы с фазовыми искажениями фронта волны освещения матового экрана. Образование и регистрация голографических интерферограмм бокового сдвига обобщены на случаи формирования в плоскости фотопластинки с помощью положительной линзы Фурье-образа матового экрана при его освещении сферическими волнами [2,3] – как расходящейся, так и сходящейся. При этом известная в оптическом приборостроении возможность формирования безабберационной расходящейся сферической волны позволяет осуществить контроль волновых aberrаций линзы по полю.

В настоящей статье анализируются особенности результата воспроизведения комплексной амплитуды поля двух экспозиций на основе совмещения их субъективных спеклов в плоскости фотопластинки в случае записи линзовой голограммы Фурье матового экрана при его освещении излучением с квазиплоской формой волны.

Согласно рис. 1, *a* с помощью положительной линзы  $L_1$  в плоскости фотопластинки 2 формируется Фурье-образ матового экрана 1. За время первой экспозиции проводится его регистрация с использованием внеосевой опорной волны (не представленной на рис. 1, *a*). Перед проведением записи второй экспозиции изменяется на величину  $\alpha$  угол наклона в плоскости ( $x, z$ ) фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, и смещается фотопластинка в ее плоскости в направлении оси  $x$  на величину  $a$ . На этапе восстановле-

ния голограмма 2 (рис. 1, б) просвечивается когерентной плоской волной и в Фурье-плоскости 3 регистрируется интерференционная картина при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы с помощью непрозрачного экрана  $P_2$  с круглым отверстием.



Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Фурье матового экрана: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерферограммы;  $L_1, L_2$  – линзы;  $P_1$  – апертурная диафрагма;  $P_2$  – фильтрующая диафрагма

В приближении Френеля без учета постоянных амплитудных и фазовых множителей комплексная амплитуда предметного поля, соответствующая первой экспозиции, в плоскости  $(x_3, y_3)$  фотопластинки принимает вид

$$u_1(x_3, y_3) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_1(x_1, y_1) \exp \{ ik [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2] / 2l \} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \times \\ \times \exp [- ik (x_3^2 + y_3^2) / 2f_1] \exp \{ ik [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] / 2f_1 \} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2, \quad (1)$$

где  $k$  – волновое число;  $t(x_1, y_1)$  – комплексная амплитуда прозрачности матового экрана, являющаяся случайной функцией координат;  $\varphi_1(x_1, y_1)$  – детерминированная функция, характеризующая фазовые искажения квазиплоской волны излучения, используемого для освещения матового экрана;  $p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2)$  – обобщенная функция зрачка [4] линзы  $L_1$  с фокусным расстоянием  $f_1$ , учитывающая ее осевые волновые aberrации;  $l$  – расстояние от матового экрана до ее главной плоскости  $(x_2, y_2)$ .

В результате выполнения известных преобразований выражение (1) приводится к виду

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp [ ik (x_3^2 + y_3^2) / 2f_1] \{ \exp [- ik (x_3^2 + y_3^2) l / 2f_1^2] F [ kx_3 / f_1, ky_3 / f_1] \otimes P_1(x_3, y_3) \}, \quad (2)$$

где  $\otimes$  – символ операции свертки;

$$F [ kx_3 / f_1, ky_3 / f_1] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_1(x_1, y_1) \exp [- ik (x_1 x_3 + y_1 y_3) / f_1] dx_1 dy_1 \quad \text{– Фурье-образ}$$

функции прозрачности матового экрана с учетом фазовых искажений фронта волны излучения, используемого для его освещения;

$$P_1(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp [- ik (x_2 x_3 + y_2 y_3) / f_1] dx_2 dy_2 \quad \text{– Фурье-образ обобщенной функции зрачка линзы } L_1.$$

На основании выражения (2) в плоскости  $(x_3, y_3)$  имеем распределение фазы расходящейся сферической волны с радиусом кривизны  $f_1$ , характеризующее квадратичным членом  $\exp [ ik (x_3^2 + y_3^2) / 2f_1]$ , и преобразование Фурье входной функции. При этом каждая точка Фурье-образа уширена до размера, определяемого шириной функции

$$\exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)l/2f_1^2] \otimes P_1(x_3, y_3) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik(x_2^2 + y_2^2)/2l] p_1(x_2, y_2) \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp[-ik(x_2x_3 + y_2y_3)/f_1] dx_2 dy_2,$$
 являю-  
 щейся результатом дифракции на зрачке линзы  $L_1$  расходящейся сферической волны с радиусом кривизны  $l$ .

Так как ширина функции  $P_1(x_3, y_3)$  порядка  $\lambda f_1/d_1$  [5], где  $\lambda$  – 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 сходящейся сферической волны с радиусом кривизны  $f_1/l$  в выражении (2) не превосходит  $\pi$ . Тогда для области в плоскости фотопластинки диаметром  $D \leq d_1 f_1/l$  квадратичный фазовый множитель  $\exp[-ik(x_3^2 + y_3^2)l/2f_1^2]$  вынесем из-под знака интеграла свертки с функцией  $P_1(x_3, y_3)$  и получим

$$u_1(x_3, y_3) \sim \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)(f_1 - l)/2f_1^2] \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes P_1(x_3, y_3)\}. \quad (3)$$

Как следует из выражения (3), в пределах указанной выше области в плоскости фотопластинки имеем преобразование Фурье входной функции, свертываемой с функцией амплитудного импульсного отклика линзы  $L_1$ , которое умножается на квадратичный фазовый член, характеризующий распределение фазы сферической волны с радиусом кривизны  $r = f_1^2/(f_1 - l)$ . При этом для  $l < f_1$  множитель характеризует распределение фазы расходящейся сферической волны, и протяженность Фурье-образа в плоскости фотопластинки увеличивается с уменьшением расстояния  $l$  между линзой и матовым экраном. Когда  $l = 0$ , то  $D = \infty$ , так как отсутствует ограничение линзой  $L_1$  пространственного спектра плоских волн, рассеянных матовым экраном. Если  $l_1 = f_1$ , то радиус кривизны  $r = \infty$ , а пространственная протяженность Фурье-образа в плоскости фотопластинки соответствует диаметру зрачка линзы  $L_1$ . При  $l_1 > f_1$  квадратичный фазовый множитель в выражении (3) характеризует распределение фазы сходящейся сферической волны, и пространственная протяженность Фурье-образа становится меньше диаметра зрачка линзы  $L_1$ , уменьшаясь с дальнейшим увеличением расстояния между линзой и матовым экраном. Во всех рассмотренных случаях преобразование Фурье масштабируется одним и тем же множителем  $1/\lambda f_1$ , и масштаб амплитудного импульсного отклика в отличие от случая освещения матового экрана излучением с расходящейся или сходящейся сферической волной [2, 3] тот же, что и для преобразования Фурье входной функции.

Распределение комплексной амплитуды предметного поля, соответствующее второй экспозиции, в плоскости  $(x_3, y_3)$  фотопластинки принимает вид

$$u_2(x_3, y_3) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp i\varphi_1(x_1 + b, y_1) \exp(ikx_1 \sin \alpha) \exp\{ik[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]/2l\} p_1(x_2, y_2) \times$$

$$\times \exp i\varphi_2(x_2, y_2) \exp[-ik(x_2^2 + y_2^2)/2f_1] \exp\{ik[(x_2 - x_3 - a)^2 + (y_2 - y_3)^2]/2f_1\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2, \quad (4)$$

где  $b$  – величина сдвига фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, из-за изменения его угла наклона перед записью второй экспозиции.

Если выполняется условие  $\sin \alpha = a/f_1$ , то выражение (4) приводится к виду

$$u_2(x_3, y_3) \sim \exp\{ik[(x_3 + a)^2 + y_3^2]/2f_1\} \{\exp\{-ik[(x_3 + a)^2 + y_3^2]l/2f_1^2\} \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes$$

$$\otimes \Phi(x_3, y_3)\} \otimes P_1(x_3, y_3)\}, \quad (5)$$

где  $\Phi(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp i[\varphi_1(x_3 + b, y_3) - \varphi_1(x_3, y_3)] \exp[-ik(x_1x_3 + y_1y_3)/f_1] dx_1 dy_1$  – Фурье-образ соответствующей функции.

В используемом приближении распределение в плоскости фотопластинки комплексной амплитуды поля опорной волны при первом и втором экспонировании соответственно можно выразить как

$$u_{01} \sim \exp\{[ik(x_3^2 + y_3^2)/2r] + ikx_3 \sin\theta + i\varphi_3(x_3, y_3)\},$$

$$u_{02} \sim \exp\{ik[(x_3 + a)^2 + y_3^2]/2r + ik(x_3 + a) \sin\theta + i\varphi_3(x_3 + a, y_3)\},$$

где  $\theta$  – угол наклона к плоскости фотопластинки пространственно ограниченного опорного пучка;  $\varphi_3(x_3, y_3)$  – детерминированная фазовая функция, характеризующая искажения фронта опорной волны из-за волновых aberrаций формирующей его оптической системы.

Примем далее линейную зависимость амплитудного коэффициента пропускания голограммы от интенсивности, и пусть голограмма просвечивается плоской когерентной волной, направление которой совпадает с направлением опорной волны (рис. 1, б). Тогда распределение дифракционного поля двух экспозиций в плоскости голограммы принимает вид

$$u(x_3, y_3) \sim \exp -i\varphi_3(x_3, y_3) \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes P_1(x_3, y_3)\} + \exp -i\varphi_3(x_3 + a, y_3) \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes \Phi(x_3, y_3) \otimes \exp(ikax_3 l/f_1^2) P_1(x_3, y_3)\}. \quad (6)$$

Изменение перед записью второй экспозиции угла наклона фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, приводит к смещению субъективных спеклов в фокальной плоскости [6] линзы  $L_1$ , которое в рассматриваемом случае компенсируется смещением фотопластинки. Действительно, так как  $\Phi(x_3, y_3) \simeq \delta(x_3, y_3)$ , где  $\delta(x_3, y_3)$  – дельта-функция Дирака, то из выражения (6) следует, что в плоскости голограммы совпадают субъективные спекл-поля двух экспозиций при относительном угле  $\beta = al/f_1^2$  наклона между ними, а информация о фазовых искажениях, вносимых в световую волну линзой  $L_1$ , и искажениях фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, заключена в пределах амплитудно-фазового распределения индивидуального субъективного спекла в плоскости голограммы. Следовательно, в ней локализуется интерференционная картина, обусловленная aberrациями опорной волны [1]. При установке в плоскости голограммы непрозрачного экрана  $p_2$  (рис. 1, б) с круглым отверстием, центр которого находится на оптической оси, и при выполнении условия превышения ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы по сравнению с диаметром фильтрующего отверстия распределение дифракционного поля в плоскости проведения пространственной фильтрации определяется выражением

$$u(x_3, y_3) \sim p_2(x_3, y_3) \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes P_1(x_3, y_3) + F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes \Phi(x_3, y_3) \otimes \exp(ikax_3 l/f_1^2) \times P_1(x_3, y_3)\}, \quad (7)$$

где  $p_2(x_3, y_3)$  – функция пропускания 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

$$u(x_4, y_4) \sim \{t(-\mu x_4, -\mu y_4) p_1(-\mu x_4, -\mu y_4) \exp i[\varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4, -\mu y_4) + t(-\mu x_4, -\mu y_4) \times p_1(-\mu x_4 + al/f_1, -\mu y_4) \exp i[\varphi_1(-\mu x_4 + b, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4 + al/f_1, -\mu y_4)]]\} \otimes P_2(x_4, y_4), \quad (8)$$

где  $\mu = f_1/f_2$  – коэффициент масштабного преобразования;

$$P_2(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3, y_3) \exp[-ik(x_3 x_4 + y_3 y_4)/f_2] dx_3 dy_3 - \text{Фурье-образ функции пропускания}$$

экрана с круглым отверстием.

Как следует из выражения (8), если диаметр  $D_0$  освещенной области матового экрана удовлетворяет условию  $D_0 \geq d_1$ , то в пределах перекрытия изображений зрачка линзы  $L_1$  совпадают идентичные субъективные спекл-поля двух экспозиций. Следовательно, в Фурье-плоскости  $(x_4, y_4)$  локализуется интерференционная картина [1]. Согласно выражению (8), если период изменения функции  $\exp i [\varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4, -\mu y_4)] + \exp i [\varphi_1(-\mu x_4, +b, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4 + a l / f_1, -\mu y_4)]$  хотя бы на порядок [8] превосходит размер спекла в плоскости регистрации  $3$  (рис. 1, б), определяемого шириной функции  $P_2(x_4, y_4)$ , то ее можно вынести из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит к распределению освещенности

$$I(x_4, y_4) \sim \{1 + \cos [\varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4, -\mu y_4) - \varphi_1(-\mu x_4 + b, -\mu y_4) - \varphi_2(-\mu x_4 + a l / f_1, -\mu y_4)]\} \times |t(-\mu x_4, -\mu y_4) \otimes P_2(x_4, y_4)|^2. \quad (9)$$

Выражение (9) описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, которая характеризует, как и в [1], осевые волновые aberrации линзы  $L_1$  и фазовые искажения фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана. При этом в отличие от [1, 2, 3] чувствительность голографического интерферометра бокового сдвига к волновым aberrациям линзы  $L_1$  тем выше, чем больше расстояние между матовым экраном и линзой, и она равна нулю при  $l = 0$ . Это объясняется тем, что при  $l = 0$  угол наклона между совпадающими в плоскости голограммы спекл-полями двух экспозиций равен нулю. Если в пределах перекрытия изображений зрачка линзы  $L_1$   $\varphi_1(-\mu x_4 + b, -\mu y_4) - \varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) \leq \pi$ , то интерференционная картина для  $l > 0$  характеризует осевые волновые aberrации линзы  $L_1$ , как в частном случае [9] двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье.

Смещение центра фильтрующего отверстия в плоскости голограммы по оси  $x$  в пределах диаметра  $D$  приводит к формированию в плоскости регистрации  $3$  (рис. 1, б) интерференционной картины, характеризующей дополнительно и внеосевые волновые aberrации линзы  $L_1$  [2, 3] из-за дифракции на ее зрачке внеосевой плоской волны, распространяющейся под углом  $\text{tg} \gamma = x_0 / f_1$  к оптической оси, где  $x_0$  – координата центра фильтрующего отверстия на оси  $x$ .

Пусть пространственная фильтрация дифракционного поля в плоскости голограммы проводится на оси  $x$  на расстоянии от оптической оси, большем  $D/2$ . Тогда на выходе фильтрующей диафрагмы его распределение принимает вид

$$u(x_3, y_3) \sim p_2(x_3 + x_0, y_3) \exp [ik(x_3^2 + y_3^2)l / 2f_1^2] \{ \exp [-ik(x_3^2 + y_3^2)l / 2f_1^2] \times \\ \times \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes P_1(x_3, y_3)\} + \exp [-ik(x_3^2 + y_3^2)l / 2f_1^2] \{F[kx_3/f_1, ky_3/f_1] \otimes \Phi(x_3, y_3) \otimes \\ \otimes \exp(ikax_3l / f_1^2) P_1(x_3, y_3)\} \}. \quad (10)$$

Световое поле в задней фокальной плоскости линзы  $L_2$  (рис. 1, б) представим в виде интеграла Фурье от светового поля в плоскости проведения пространственной фильтрации

$$u(x_4, y_4) \sim P_2'(x_4, y_4) \otimes \exp [-ik(x_4^2 + y_4^2)\mu^2 / 2l] \otimes \{ \exp [ik(x_4^2 + y_4^2)\mu^2 / 2l] \otimes \\ \otimes t(-\mu x_4, -\mu y_4) \exp i\varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) \} p_1(-\mu x_4, -\mu y_4) \exp i\varphi_2(-\mu x_4, -\mu y_4) + \{ \exp [ik(x_4^2 + y_4^2)\mu^2 / 2l] \otimes \\ \otimes t(-\mu x_4, -\mu y_4) \exp i\varphi_1(-\mu x_4 + b, -\mu y_4) \} p_1(-\mu x_4 + al / f_1, -\mu y_4) \exp i\varphi_2(-\mu x_4 + al / f_1, -\mu y_4) \}, \quad (11)$$

где  $P_2'(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_3 + x_0, y_3) \exp [-ik(x_3 x_4 + y_3 y_4) / f_2] dx_3 dy_3$  – Фурье-образ функции пропускания экрана с круглым отверстием, координаты которого  $x_0, 0$ .

Из выражения (11) следует, что спекл-поля двух экспозиций совмещены и идентичны в пределах перекрытия функций зрачка линзы  $L_1$ . Положим, что период изменения функции, характеризующей фазовые искажения фронта волны освещения матового экрана и осевые волновые aberrации линзы  $L_1$ , превосходит размер спекла в Фурье-плоскости, и для малой величины сдвига  $p_1(-\mu x_4, -\mu y_4) | p_1(-\mu x_4 + a/l, -\mu y_4)$ . Тогда распределение освещенности в плоскости  $(x_4, y_4)$  (рис. 1, б) может быть записано в виде

$$I(x_4, y_4) \sim \{1 + \cos [\varphi_1(-\mu x_4, -\mu y_4) + \varphi_2(-\mu x_4, -\mu y_4) - \varphi_1(-\mu x_4 + b, -\mu y_4) - \varphi_2(-\mu x_4 + a/l, -\mu y_4)] | P_2'(x_4, y_4) \otimes \exp[-ik(x_4^2 + y_4^2)\mu^2/2l] \{t(-\mu x_4, -\mu y_4) \exp[ik(x_4^2 + y_4^2) \times \mu^2/2l] \otimes P(x_4, y_4)\} \}^2, \quad (12)$$

где  $P(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(-\mu\xi, -\mu\eta) \exp[ik(\xi x_4 + \eta y_4)\mu^2/l] d\xi d\eta$ ;  $\xi\mu^2/\lambda l$ ,  $\eta\mu^2/\lambda l$  – пространственные частоты.

Следовательно, для рассматриваемого случая проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации линзы  $L_1$ , также локализуется в дальней зоне дифракции. При этом волновые aberrации линзы  $L_1$  будут обусловлены дифракцией на ее зрачке расходящейся сферической волны с радиусом кривизны  $l$ , распространяющейся под углом  $\text{tg}\gamma = x_0/f_1$  к оптической оси.

В эксперименте двухэкспозиционная запись линзовых голограмм Фурье проводилась на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием излучения He-Ne-лазера, работающего на длине волны 0,63 мкм. В качестве примера на рис. 2, а представлена интерференционная картина, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации путем восстановления голограммы малоапертурным лазерным пучком диаметра  $\approx 2$  мм в точке, находящейся на оптической оси.

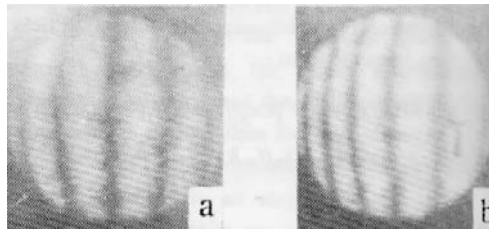


Рис. 2. Интерферограммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы: а – на оптической оси; б – вне оптической оси

Запись голограммы проводилась с помощью линзы с фокусным расстоянием 180 мм, диаметром зрачка 27 мм. Диаметр квазиплоского пучка излучения, используемого для освещения матового экрана, составлял 50 мм. Расстояние от матового экрана до линзы равнялось 100 мм, а радиус кривизны в плоскости фотопластинки расходящегося квази-сферического волнового фронта опорного пучка равнялся 405 мм. Перед записью второй экспозиции фотопластинка смещалась на  $(0,4 \pm 0,002)$  мм, а изменение угла наклона фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана составляло  $7'40'' \pm 10''$ .

Интерференционная картина, представленная на рис. 2, б, соответствует случаю восстановления двухэкспозиционной голограммы в точке, находящейся на оси сдвига фотопластинки на расстоянии 15 мм от оптической оси. При этом изображение метки в виде буквы <Т>, нанесенной на матовый экран, остается на прежнем месте, а освещенность обусловлена плоской волной, ограниченной апертурой линзы  $L_1$  (рис. 1, а) и распространяющейся под углом  $\text{tg}\gamma = x_0/f_1$  к оптической оси. В результате этого при освещении матового экрана излучением с квазиплоской формой волны смещение голограммы на этапе ее воспроизведения относительно лазерного пучка приводит к формированию интерференционной картины бокового сдвига, характеризующей осевые и внеосевые aberrации линзы  $L_1$ , которые суммируются с фазовыми

искажениями фронта волны освещения матового экрана от его соответствующего периферийного участка и ограниченного апертурой линзы  $L_1$ .

Следует отметить, что при использовании, например, отрицательной линзы для двухэкспозиционной записи голограммы Фурье [10] различие в масштабах преобразования функции Фурье пропускания матового экрана и импульсного отклика линзы при виньетировании пространственного спектра волн, рассеянных матовым экраном, приводит к регистрации в Фурье-плоскости большей протяженности фронта волны освещения матового экрана по сравнению с размерами апертуры линзы, что обуславливает постоянство освещенности в пределах значительного угла поля зрения.

На рис. 3, *a* представлена интерференционная картина, зарегистрированная при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы и характеризующая преимущественно сферическую абберацию в параксиальном фокусе фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, в пределах апертуры зрачка линзы  $L_1$  (рис. 1, *a*). В этом случае двухэкспозиционная запись голограммы проводилась при расположении матового экрана вплотную к плоско-выпуклой линзе с фокусным расстоянием 250 мм, диаметром зрачка 47 мм, а радиус кривизны фронта опорной волны в плоскости фотопластинки соответствовал величине фокусного расстояния линзы. Смещение фотопластинки перед повторным экспонированием равнялось  $(0,4 \pm 0,002)$  мм, а изменение угла наклона фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана,  $5'30'' \pm 10''$ .

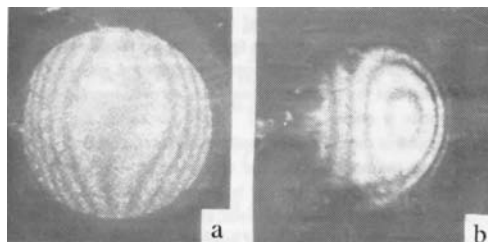


Рис. 3. Интерферограммы бокового сдвига, характеризующие: *a* – фазовые искажения фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана; *b* – фазовые искажения опорного пучка

Характерной особенностью этой интерференционной картины является то, что ее вид не изменяется при смещении голограммы относительно восстанавливающего ее лазерного пучка, за исключением того, что перемещение с интерференционной полосы, соответствующей максимуму интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы и представленной на рис. 3, *b*, на интерференционную полосу, соответствующую минимуму интерференции, приводит к изменению фазы в фильтруемой интерферограмме на  $\pi$ , что наблюдается в случае формирования интерферограмм бокового сдвига для контроля волнового фронта при двухэкспозиционной записи безлинзовой голограммы Фурье [11].

Таким образом, приведенные теоретические и экспериментальные результаты демонстрируют формирование в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины на основе совмещения спекл-полей двух экспозиций при записи линзовой голограммы Фурье матового экрана, освещаемого излучением с квазиплоской формой волны. При этом интерференционная картина, характеризующая волновые aberrации линзы и фазовые искажения фронта волны освещения матового экрана, локализуется в дальней зоне дифракции, и для ее регистрации необходимо проведение пространственной фильтрации в плоскости голограммы, а чувствительность голографического интерферометра к волновым aberrациям линзы тем выше, чем больше расстояние между матовым экраном и линзой.

1. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125–1128.
2. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 2. С. 115–124.
3. Гусев В. Г. Формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при двухэкспозиционной записи голограммы Фурье. М. 1991. 20 с. Деп. в ВИНТИ 11.1291. N 4892–B91.
4. Гудмен Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
5. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
6. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 504 с.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.

8. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
9. Гусев В. Г. //Изв. вузов. Приборостроение. 1991. Т. 34. N 3. С. 60–66.
10. Гусев В. Г. //Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 6. С. 1197–1202.
11. Гусев В. Г. //Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. Вып. 4. С. 921–924.

Томский госуниверситет  
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию  
28 апреля 1993 г.

**V. G. Gusev. Formation of the shear interferograms with scattered light by double-exposure record of a lens fourier hologram.**

Analysis of the shear interferometer is presented on the basis of two-exposure records of Fourier hologram of a diffuse screen. It is shown theoretically and experimentally that spatial filtration in the hologram plane gives an interference pattern, which bears information about the phase distortions of incident light wave used to irradiate a diffuse screen and a wave aberrations of a lens.