

В.Г. Гусев

Формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях для контроля волнового фронта при двухэкспозиционной записи безлинзовой квази-Фурье голограммы

Томский государственный университет

Поступила в редакцию 22.02.2000 г.

Рассматривается запись безлинзовой квази-Фурье голограммы матового экрана на основе совмещения объективных спекл-полей двух экспозиций в ее плоскости. При этом анализ работы голографического интерферометра бокового сдвига с использованием когерентных диффузно рассеянных полей проводится для более высокого порядка приближения, чем параболическое. Показано, что диапазон чувствительности интерферометра ограничивается из-за аберраций опорной волны, а аберрации в объектном канале могут приводить к ошибкам контроля.

Как было показано в [1], при проведении записи двухэкспозиционной безлинзовой голограммы Фурье матового экрана изменением угла наклона контролируемого волнового фронта и смещением фотопластинки перед повторным экспонированием можно совместить объективные спекл-поля двух экспозиций в ее плоскости. В результате этого на стадии восстановления голограммы формируются интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. Так как изменение угла наклона контролируемого волнового фронта приводит к смещению объективных спеклов в плоскости фотопластинки и в случае, который не соответствует условию формирования в ней Фурье-образа матового экрана, то этот метод может быть расширен и на случаи контроля произвольного радиуса кривизны сходящейся или расходящейся квазисферической волны, включая и квазиплоскую волну, путем двухэкспозиционной записи безлинзовой квази-Фурье голограммы матового экрана.

Это было показано в [2] на примере контроля квазиплоского волнового фронта. Причем как в [1], так и в [2] анализ работы голографического интерферометра с использованием когерентных диффузно рассеянных полей, который проводился в приближении Френеля, показал, что интерференционная картина, характеризующая контролируемый волновой фронт, локализуется в плоскости формирования изображения матового экрана, а интерференционная картина, характеризующая фазовые искажения опорной волны из-за аберрации формирующей ее оптической системы, локализуется в плоскости голограммы. За счет выполнения пространственной фильтрации дифракционного поля в соответствующих плоскостях достигается независимая регистрация фазовых искажений как в объектном, так и в опорном каналах.

В настоящей статье анализируются особенности работы голографического интерферометра бокового сдвига для контроля волнового фронта на основе двухэкспозиционной записи безлинзовой квази-Фурье голограммы матового экрана с учетом более высокого порядка приближения, чем параболическое, с целью определения диапазона его чувствительности и ошибок контроля.

Как представлено на рис. 1, матовый экран *1*, находящийся в плоскости (x_1, y_1) , освещается когерентным излучением со сходящейся квазисферической формой волны радиуса кривизны *R* в его плоскости. Диффузно рассеянное матовым экраном излучение регистрируется на фотопластинке *2* за время первой экспозиции по схеме записи безлинзовой квази-Фурье голограммы с использованием расходящейся сферической опорной волны радиуса кривизны *l*, равного расстоянию между матовым экраном и фотопластинкой. За счет пространственного фильтра *p*₀ [3] исключаются возможные фазовые искажения в канале формирования опорной волны. Перед повторным экспонированием осуществляется изменение угла наклона контролируемого волнового фронта излучения, используемого для освещения матового экрана, например в плоскости (x, z) на величину α , и сдвиг фотопластинки в направлении оси *x* на величину *b*.

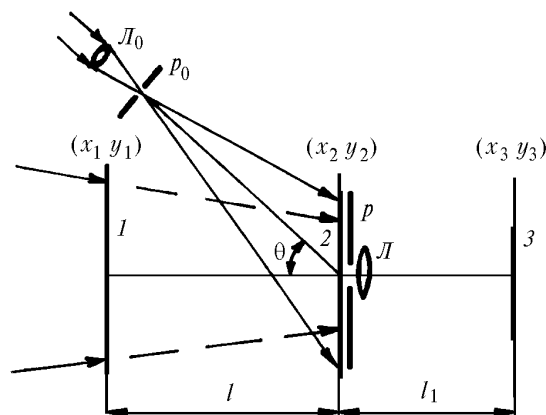


Рис. 1. Схема записи и восстановления двухэкспозиционной квази-Фурье голограммы: 1 – матовый экран; 2 – фотопластинка-голограмма; 3 – плоскость регистрации интерференционной картины; *L*₀, *L* – линзы; *p*₀ – пространственный фильтр; *p* – апертурная диаграмма

Распределение комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее первой экспозиции, в плоскости (x_2, y_2) фотопластинки запишем в виде

$$u_1(x_2, y_2) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp \left\{ ik \left[-\frac{1}{2R}(x_1^2 + y_1^2) + \frac{1}{8R^3}(x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \exp -i\varphi(x_1, y_1) \exp ik \left\{ \frac{1}{2l}(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 \right\} - \frac{1}{8l^3}(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 \right\} dx_1 dy_1, \quad (1)$$

где k – волновое число; $t(x_1, y_1)$ – комплексная амплитуда пропускания матового экрана, являющаяся случайной функцией координат; $\varphi(x_1, y_1)$ – фазовая функция, характеризующая искажения контролируемого волнового фронта из-за aberrаций формирующей его оптической системы.

Без учета шероховатости поверхности матового экрана из-за малости угла наклона контролируемого волнового фронта перед повторным экспонированием распределение комплексной амплитуды объектной волны, соответствующее второй экспозиции, в плоскости (x_2, y_2) фотопластинки определяется выражением

$$u_2(x_2, y_2) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp ik \left\{ -\frac{1}{2R}[(x_1 - R \sin \alpha)^2 + y_1^2] + \frac{1}{8R^3}[(x_1 - R \sin \alpha)^2 + y_1^2] \right\} \exp -i\varphi(x_1 + a, y_1) \times \exp ik \left\{ \frac{1}{2l}[(x_1 - x_2 - b)^2 + (y_1 - y_2)^2] - \frac{1}{8l^3}[(x_1 - x_2 - b)^2 + (y_1 - y_2)^2] \right\} dx_1 dy_1, \quad (2)$$

где a – величина сдвига контролируемого фронта волны излучения, используемого для освещения матового экрана, из-за изменения угла его наклона перед повторным экспонированием.

Распределение комплексной амплитуды, соответствующее первой экспозиции, для опорной пространственно ограниченной волны в плоскости фотопластинки запишем в виде

$$u_{01}(x_2, y_2) \sim \exp ik \left\{ \frac{1}{2l}[(x_2 + c)^2 + y_2^2] - \frac{1}{8l^3}[(x_2 + c)^2 + y_2^2] \right\}, \quad (3)$$

где $c = l \sin \theta$ – введенное обозначение для сокращения записи; θ – угол, который составляет ось пространственно ограниченного опорного пучка с нормалью к плоскости фотопластинки.

Соответствующее второй экспозиции распределение комплексной амплитуды опорной волны в плоскости (x_2, y_2) определяется выражением

$$u_{02}(x_2, y_2) \sim \exp ik \left\{ \frac{1}{2l}[(x_2 + c + b)^2 + y_2^2] - \frac{1}{8l^3}[(x_2 + c + b)^2 + y_2^2] \right\}.$$

$$- \frac{1}{8l^3}[(x_2 + c + b)^2 + y_2^2] \right\}. \quad (4)$$

При условии выполнения записи двухэкспозиционной голограммы на линейном участке кривой почернения фотоматериала и обеспечения пространственного разделения дифрагирующих волн [3] распределение комплексной амплитуды в плоскости (x_2, y_2) для составляющей, соответствующей (-1) порядку дифракции, для $b = l \sin \alpha$ на основании выражений (1)–(4) принимает вид

$$u(x_2, y_2) \sim \exp(-ikx_2 \sin \theta) \exp \left(-\frac{ikc^2}{2l} \right) \times \exp ik \left\{ \frac{1}{8l^3}[(x_2 + c)^2 + y_2^2] - \frac{1}{8l^3}(x_2 + y_2)^2 \right\} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp -i\varphi(x_1, y_1) \exp \left\{ ik \left[\left(-\frac{1}{2R} + \frac{1}{2l} \right) \times (x_1^2 + y_1^2) + \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \exp -i\psi_1(x_1, y_1; x_2, y_2) \times \exp [-ik(x_1 x_2 + y_1 y_2)/l] dx_1 dy_1 + \exp i\psi_2(x_2, y_2; b) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t(x_1, y_1) \exp -i\varphi(x_1 + a, y_1) \times \exp \left\{ ik \left[\left(-\frac{1}{2R} + \frac{1}{2l} \right) (x_1^2 + y_1^2) + \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_1^2 + y_1^2) \right] \right\} \times \exp -i\psi_1(x_1, y_1; x_2, y_2) \exp i\psi_3(x_1, y_1; x_2, y_2; b) \times \exp [-ik(x_1 x_2 + y_1 y_2)/l] dx_1 dy_1, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \psi_1(x_1, y_1; x_2, y_2) &= \frac{k}{8l^3} (6x_1^2 x_2^2 + 6y_1^2 y_2^2 - 4x_1^3 x_2 - 4x_1^2 y_1 y_2 + 2x_1^2 y_2^2 - 4x_1 x_2^3 - 4x_1 x_2 y_1^2 + 8x_1 x_2 y_1 y_2 - 4x_1 x_2 y_2^2 + 2x_2^2 y_1^2 - 4x_2^2 y_1 y_2 - 4y_1^3 y_2 - 4y_1 y_2^3); \\ \psi_2(x_2, y_2; b) &= \frac{k}{8l^3} (12x_2^2 b c + 4y_2^2 b c + 12x_2 b c^2 + 12x_2 b^2 c); \\ \psi_3(x_1, y_1; x_2, y_2; b) &= k \left\{ \left[-\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) + \frac{1}{8l^3} \right] 4x_1^3 b + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 6x_1^2 b^2 + \left[-\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) + \frac{1}{8l^3} \right] 4x_1 y_1^2 b + \left(\frac{1}{8l^3} \right) 4x_1 b^3 + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 2y_1^2 b^2 \right\} - \frac{k}{8l^3} (12x_1^2 x_2 b - 12x_2^2 x_1 b - 12x_1 x_2 b^2 - 4x_1 y_2^2 b + 4y_1^2 x_2 b - \end{aligned}$$

$$- 8y_1y_2x_2b + 8x_1y_1y_2b - 4y_1y_2b^2),$$

причем в выражении для функции $\psi_2(x_2, y_2; b)$ исключена постоянная составляющая как несущественная для дальнейшего рассмотрения.

Пусть двухэкспозиционная голограмма восстанавливается копией опорной волны, соответствующей, например, первой экспозиции, для которой распределение комплексной амплитуды $u'_{01}(x_2, y_2)$ определяется выражением (3). Кроме того, положим, что в плоскости голограммы проводится пространственная фильтрация дифракционного поля с помощью непрозрачного экрана p (см. рис. 1) с круглым отверстием, а линза L с фокусным расстоянием f находится в плоскости (x_2, y_2) . Тогда распределение комплексной амплитуды дифракционного поля в плоскости (x_3, y_3) определяется выражением

$$\begin{aligned} u(x_3, y_3) \sim & \int_{-\infty}^{\infty} \int p(x_2 + x_{02}, y_2 + y_{02}) u'_{01}(x_2, y_2) \times \\ & \times u(x_2, y_2) \exp ik \left[-\frac{1}{2f}(x_2^2 + y_2^2) + \frac{1}{8f^3}(x_2^2 + y_2^2)^2 \right] \times \\ & \times \exp ik \left\{ \frac{1}{2l_1} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{8l_1^3} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2]^2 \right\} dx_2 dy_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $p(x_2 + x_{02}, y_2 + y_{02})$ – функция пропускания непрозрачного экрана с круглым отверстием [4], центр которого находится в точке с координатами x_{02}, y_{02} ; l_1 – расстояние между плоскостями (x_2, y_2) , (x_3, y_3) .

Так как масштабные преобразования не приводят к существенным изменениям конечных результатов, то для сокращения записи положим, что линза L (см. рис. 1) строит изображение матового экрана в плоскости (x_3, y_3) с единичным увеличением, т.е. $f = l/2$. Кроме того, из выражения (5) следует, что в плоскости двухэкспозиционной голограммы локализуется интерференционная картина, обусловленная внеосевыми аберрациями опорной волны [5]. Поэтому положим, что ширина ее интерференционной полосы не превосходит диаметр фильтрующего отверстия. Тогда в результате подстановки выражений (3), (5) в (6), полагая, что из-за малости диаметра фильтрующего отверстия функции $\psi_1(x_1, y_1; x_2, y_2)$, $\psi_3(x_2, y_1; x_2, y_2; b)$ принимают соответственно значения $\psi_1(x_1, y_1; x_{02}, y_{02})$, $\psi_3(x_1, y_1; x_{02}, y_{02}; b)$, получим

$$\begin{aligned} u(x_3, y_3) \sim & \exp ik \left[\frac{1}{2l} (x_3^2 + y_3^2) - \frac{1}{8l^3} (x_3^2 + y_3^2)^2 \right] \times \\ & \times \left\{ \left\{ t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3, -y_3) \exp \left\{ ik \left[\left(-\frac{1}{2R} + \frac{1}{2l} \right) (x_3^2 + y_3^2) + \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_3^2 + y_3^2)^2 \right] \right\} \times \right. \right. \\ & \times (x_3^2 + y_3^2) + \left. \left. \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_3^2 + y_3^2)^2 \right\} \right\} \times \\ & \times \exp -i\psi_1(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}) + t(-x_3, -y_3) \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3) \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left\{ ik \left[\left(-\frac{1}{2R} + \frac{1}{2l} \right) (x_3^2 + y_3^2) + \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_3^2 + y_3^2)^2 \right] \right\} \times \\ & \times \exp -i\psi_1(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}) \exp i\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b) \otimes \times \\ & \times \otimes P(x_3, y_3) \otimes \Phi(x_3, y_3), \end{aligned} \quad (7)$$

где \otimes – символ операции свертки;

$$P(x_3, y_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int p(x_2 + x_{02}, y_2 + y_{02}) \exp [-ik(x_2x_3 + y_2y_3)/l] dx_2 dy_2;$$

$$\begin{aligned} \Phi(x_3, y_3) = & \int_{-\infty}^{\infty} \int \exp -i\psi_4(x_2, y_2; x_3, y_3) \exp [- \\ & ik(x_2x_3 + y_2y_3)/l] dx_2 dy_2 \times \\ & - \text{Фурье-образы соответствующих функций;} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_4(x_2, y_2; x_3, y_3) = & \frac{k}{8l^3} (-6x_2^4 - 6y_2^4 - 12x_2^2y_2^2 + \\ & + 6x_2^2x_3^2 + 6y_2^2y_3^2 - 4x_2^3x_3 - 4x_2^2y_2y_3 + 2x_2^2y_3^2 - \\ & - 4x_2x_3^3 - 4x_2x_3y_3^2 + 8x_2x_3y_2y_3 - 4x_2x_3y_3^2 + \\ & + 2x_3^2y_2^2 - 4x_3^2y_2y_3 - 4y_3^3y_2 - 4y_2y_3^3). \end{aligned}$$

Если в выражении (7) период изменения функции

$$\exp -i\varphi(-x_3, -y_3) + \exp -i\varphi(-x_3 + a, -y_3) \exp iy_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$$

хотя бы на порядок [6] превосходит ширину функции $P(x_3, y_3) \otimes \Phi(x_3, y_3)$, которая определяет размер субъективного спекла в плоскости (x_3, y_3) , то ее можно вынести из-под знака интеграла свертки. Тогда распределение освещенности в плоскости регистрации \mathcal{I} (см. рис. 1) определяется выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(x_3, y_3) \sim & \{ 1 + \cos [j(-x_3 + a, -y_3) - j(-x_3, -y_3) - \\ & - \psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)] \} | t(-x_3, -y_3) \times \\ & \times \exp \left\{ ik \left[\left(-\frac{1}{2R} + \frac{1}{2l} \right) (x_3^2 + y_3^2) + \left(\frac{1}{8R^3} - \frac{1}{8l^3} \right) (x_3^2 + y_3^2)^2 \right] \right\} \times \\ & \times \exp -i\psi_1(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}) \otimes P(x_3, y_3) \otimes \Phi(x_3, y_3) |^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Из выражения (8) следует, что в плоскости формирования изображения матового экрана образуется интерференционная картина бокового сдвига в полосах бесконечной ширины, характеризующая контролируемый волновой фронт и модулирующая субъективную спекл-структуру. При этом интерференционная картина в общем случае искажается из-за аберраций в объектном канале, что обуславливает ошибки контроля. Если на стадии восстановления двухэкспозиционной безлинзовой квази-Фурье голограммы пространственная фильтрация дифракционного поля проводится в ее плоскости на оптической оси, то фазовая функция ψ_3 в этом случае принимает следующее значение:

$$\begin{aligned} \psi_3(-x_3, -y_3; 0, 0; b) = k \left\{ \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) - \frac{1}{8l^3} \right] 4x_3^3 b + \right. \\ \left. + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 6x_3^2 y_3 b - \left(\frac{R}{l} 4x_3 y_3^2 b \right) + \right. \\ \left. + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) - \frac{1}{8l^3} \right] 4y_3^3 x_3 b + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 2y_3^2 b^2 \right\}. \end{aligned}$$

Форма интерференционных полос, определяемая из условия $y_3(-x_3, -y_3; 0, 0; b) = 2n\pi$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, соответствует сферической aberrации [7], которая в рассматриваемом случае возникает в объектном канале. Причем для $R = l$ сферическая aberrация равна нулю. Если пространственная фильтрация дифракционного поля проводится вне оптической оси, то дополнительное слагаемое

$$\begin{aligned} \frac{k}{8l^3} (12x_3^2 x_{02} b + 12x_3 x_{02}^2 b + 4y_3^2 x_{02} b + 4x_3 y_{02}^2 b + \\ + 8x_3 y_3 y_{02} b + 8y_3 x_{02} y_{02} b + 12x_3 x_{02} b^2 + 4y_3 y_{02} b^2) \end{aligned}$$

фазовой функции $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$ характеризует внеосевые aberrации в объектном канале, которые имеют место независимо от того, $R = l$ или $R \neq l$.

В случае восстановления рассматриваемой голограммы малоапертурным лазерным лучом, направление которого составляет угол θ с нормалью к ее плоскости, с целью повышения яркости изображения матового экрана воспользуемся выражением (5) и положим, что для линзы L (см. рис. 1) фокусное расстояние f равно l . Тогда для диаметра восстанавливающего голограмму лазерного луча, равного диаметру фильтрующего отверстия диаграммы p , распределение освещенности в фокальной плоскости (x_3, y_3) линзы L в (-1) порядке дифракции определяется выражением (8) без учета изменений в распределении спеклов.

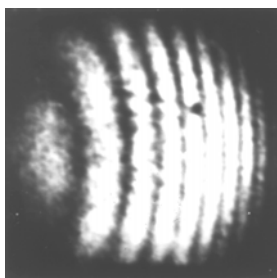


Рис. 2. Интерференционная картина, локализуемая в плоскости голограммы

В эксперименте двухэкспозиционная запись безлинзовой голограммы как Фурье, так и квази-Фурье, проводилась на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с помощью излучения He-Ne-лазера на длине волны 0,63 мкм. В качестве примера на рис. 2 представлена интерференционная картина, локализуемая в ее плоскости. Она характеризует внеосевые aberrации в опорном канале [5], что следует из вида фазовой функции $\psi_2(x_2, y_2; b)$ для пространственно ограниченной сферической волны с углом наклона $\theta = 10^\circ$. Расстояние между матовым экраном и фотопластинкой составляло $l = 325$ мм. Диаметр D контролируемого сходящегося квази-

сферического волнового фронта с радиусом кривизны $R = 325$ мм равнялся 25 мм. Перед повторным экспонированием фотопластинки угол наклона α контролируемого волнового фронта изменялся на величину $10'35'' \pm 3''$, а сдвиг фотопластинки составлял $b = (1 \pm 0,002)$ мм. Регистрация интерференционной картины на рис. 2 с пространственной протяженностью $d = 60$ мм осуществлялась согласно [1] путем проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в (-1) порядке на оптической оси в плоскости формирования изображения матового экрана.

При дальнейшем увеличении бокового сдвига перед повторным экспонированием на стадии двухэкспозиционной записи голограммы с целью увеличения чувствительности интерферометра увеличивается частота интерференционных полос на рис. 2, что ограничивает возможность проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы в различных ее точках. Это объясняется тем, что с уменьшением ширины интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, необходимо уменьшать диаметр восстанавливающего ее лазерного луча при регистрации интерферогаммы бокового сдвига, характеризующей контролируемый волновой фронт. В свою очередь, уменьшение диаметра лазерного луча приводит к увеличению размера субъективного спекла в плоскости формирования изображения матового экрана [8], где локализуется указанная интерференционная картина. С увеличением же размера спекла уменьшается видимость интерференционной картины, когда ширина ее интерференционной полосы становится соизмеримой с размером спекла.

Регистрация интерферогаммы бокового сдвига в плосках бесконечной ширины на рис. 3, а осуществлялась в фокальной плоскости объектива с $f = 50$ мм, когда проводилась пространственная фильтрация дифракционного поля в плоскости двухэкспозиционной голограммы на оптической оси путем ее восстановления малоапертурным (≈ 2 мм) лазерным лучом. Она характеризует сферическую aberrацию в параксиальном фокусе контролируемого сходящегося квазисферического волнового фронта радиуса кривизны $R = l$. В случае проведения пространственной фильтрации дифракционного поля в точке с координатами $x_{02} = 28,2$ мм, $y_{02} = 0$ вид фильтруемой интерференционной картины представлен на рис. 3, б. Как видно на рис. 3, б, справа от оптической оси число интерференционных полос увеличивается на единицу по сравнению с числом полос на рис. 3, а. В свою очередь, левая часть интерференционной картины изменяется значительно меньше. Такой асимметричный характер искажений интерференционной картины на рис. 3, б объясняется наличием aberrации типа комы в объектном канале.

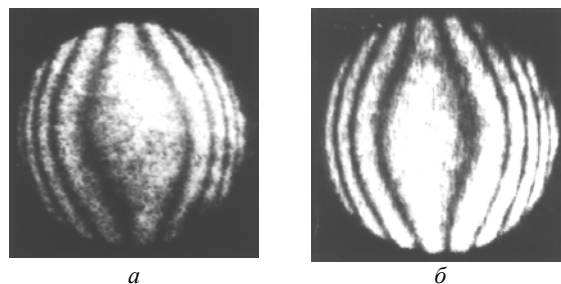


Рис. 3. Интерферогаммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы Фурье: а – на оптической оси; б – вне оптической оси

Действительно, при $R = l$ для фазовой функции $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$ в выражении (8) можно исключить из рассмотрения слагаемые $12x_3x_{02}b^2$, $4y_3y_{02}b^2$ из-за их более высокого порядка малости. Тогда

$$\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b) = -\frac{kb}{8l^3} (12x_3^2x_{02} + 12x_3x_{02}^2 + 8x_3y_3y_{02} + 8y_3x_{02}y_{02} + 4x_3y_{02}^2 + 4y_3^2x_{02})$$

обусловлена указанным типом aberrации. При этом фазовая функция $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$ несимметрично увеличивается с удалением от оптической оси и относительно большие изменения функции $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$ имеют место, когда пространственная фильтрация дифракционного поля в плоскости двухэкспозиционной голограммы проводится на оси сдвига. Поэтому для оценки искажений контролируемого волнового фронта, обусловленных aberrацией комы в объектном канале, предположим для примера, что на краю контролируемого волнового фронта на оси сдвига фазовая функция $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, 0; b)$ изменяется на 2π . Тогда из решения уравнения

$$(D/2)x_{02}^2 + (D/2)^2x_{02} - 2\lambda l^3/3b = 0,$$

где λ – длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы, можно найти координату точки голограммы, в которой при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля будет удовлетворяться вышеприведенное условие. Для указанных параметров схемы двухэкспозиционной записи голограммы $x'_{02} = 28,2$ мм, $x''_{02} = -40,7$ мм. При этом координата x''_{02} находится вне размера голограммы и области пространства, удовлетворяющего используемому порядку приближения для величин $D = 25$ мм и $d = 60$ мм.

Для исследования сферической aberrации в объектном канале матовый экран на стадии двухэкспозиционной записи квази-Фурье голограммы освещался когерентной расходящейся сферической волной радиуса кривизны в его плоскости $R = 165$ мм. Для ее формирования осуществлялась пространственная фильтрация [3], как и в опорном канале, т.е. $j(-x_3, -y_3) = 0$ в выражении (8). При сохранении опорного канала расстояния между матовым экраном и фотопластинкой $l = 325$ мм диаметр контролируемого волнового фронта составлял $D = 50$ мм по сравнению с предыдущим случаем. Кроме того, перед повторным экспонированием фотопластинки величина изменения угла наклона контролируемого волнового фронта равнялась $10'35'' \pm 3''$, а фотопластинка сдвигалась на величину $(0,96 \pm 0,002)$ мм.

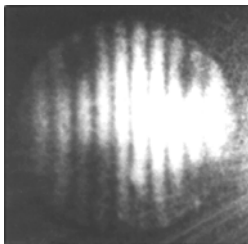


Рис. 4. Интерференграмма бокового сдвига, характеризующая сферическую aberrацию в объектном канале

Регистрация интерференционной картины на рис. 4, которая локализуется в плоскости формирования изображения матового экрана, осуществлялась при проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости голограммы на оптической оси. Она характеризуется сферической aberrацией с зафокальной дефокусировкой, возникающей в объектном канале. Периодическая составляющая интерференционной картины на рис. 4 обусловлена смещением фотопластинки перед повторным экспонированием на $0,04$ мм от ее положения, при котором в плоскости формирования изображения матового экрана образуется интерферограмма бокового сдвига в полосах бесконечной ширины. Оценку величины сферической aberrации, возникающей в объектном канале, можно провести на основании выражения для фазовой функции $\psi_3(-x_3, -y_3; x_{02}, y_{02}; b)$ с учетом знака радиуса кривизны контролируемого волнового фронта и восстановления голограммы в точке с координатами $x_{02} = 0, y_{02} = 0$. Тогда

$$\begin{aligned} \psi_3(-x_3, -y_3; 0, 0; b) = k & \left\{ \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) - \frac{1}{8l^3} \right] 4x_3^3b + \right. \\ & + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 6x_3^2b^2 - \left(\frac{1}{8l^3} \right) 4x_3b^3 + \\ & \left. + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) - \frac{1}{8l^3} \right] 4y_3^2x_3b + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] 2y_3^2b^2 \right\} \end{aligned}$$

и для используемых в эксперименте величин λ, b, R, l, D получим, что интерференционная картина на рис. 4 характеризуется отклонением на краю изображения матового экрана на оси сдвига от сферической поверхности на длину волны, что соответствует результатам дешифровки интерферограммы бокового сдвига. При проведении пространственной фильтрации дифракционного поля в плоскости рассматриваемой двухэкспозиционной квази-Фурье голограммы в точке, находящейся вне оптической оси, фильтруемая интерференционная картина изменяет свой вид из-за aberrации комы в объектном канале.

Для оценки допустимой величины диаметра D_{\max} контролируемого волнового фронта при условии проведения на стадии восстановления двухэкспозиционной безлинзовой квази-Фурье голограммы матового экрана пространственной фильтрации на оптической оси в пределах ее малой области положим, что отклонение от сферической волновой поверхности в области диаметра D_{\max} не должно превосходить одной десятой длины волны. Тогда величина D_{\max} должна удовлетворять условию

$$\begin{aligned} & \left\{ \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right) - \frac{1}{8l^3} \right] 4(D_{\max}/2)^3b + \left[\frac{1}{8R^3} \left(\frac{R}{l} \right)^2 - \frac{1}{8l^3} \right] \times \right. \\ & \left. \times 6(D_{\max}/2)^2b^2 - \left(\frac{1}{8l^3} \right) (D_{\max}/2)4b^3 \right\} \leq 0,1\lambda \end{aligned}$$

(для сходящегося волнового фронта необходимо изменить знак радиуса кривизны). При этом нужно дополнительно учитывать то обстоятельство, что для используемого приближения $(D_{\max}/2) \leq \sqrt[6]{4,8\lambda l^5}$.

Таким образом, результаты проведенных теоретических и экспериментальных исследований показали, что в случае двухэкспозиционной записи безлинзовой квази-Фурье голограммы матового экрана для контроля волнового фронта диапазон чувствительности интерферометра бокового сдвига ограничивается из-за внесосевых aberrаций опорной сферической волны. Кроме того, из-за aberrаций в объектном канале возможны ошибки контроля, для исключения которых на стадии восстановления голограммы необходимо проведение пространственной фильтрации дифракционного поля в ее плоскости на оптической оси с учетом ограничений на величину диаметра контролируемого волнового фронта.

1. Гусев В.Г. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. Вып. 3. С. 691–695.
2. Гусев В.Г. // Изв. вузов. Физика. 1994. № 8. С. 106–111.
3. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 670 с.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
5. Гусев В.Г. // Оптический журнал. 2000. № 3. С. 62–65.
6. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.
7. Оптический производственный контроль. / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
8. Гусев В.Г. // Оптический журнал. 1997. № 1. С. 48–51.

V.G. Gusev. Formation of holographic shear interferograms with scattered light for testing the wavefront by a double-exposures record of non-lens quasi-Fourier hologram.

Record of non-lens quasi-Fourier hologram of the diffuser screen is described. It is made based on joining of objective speckle-fields of two exposures in the plan of the hologram. The analysis of the shear interferometer with coherent scattered fields is made for higher approximation than parabolic. It is shown that the range of sensitivity of the interferometer is restricted by the aberrations of the reference wave, the aberrations in the objective canal can give the errors of control.