

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 голограммы Фурье матового экрана при его освещении когерентным диффузно рассеянным светом. Показано теоретически и экспериментально, что при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы обеспечивается контроль волновых aberrаций линзы или объектива по полю.

На основе двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана в [1] приведена реализация метода получения в диффузно рассеянных полях интерферограмм бокового сдвига в полосах бесконечной ширины путем компенсации в плоскости регистрирующей голограмму среды фазового изменения, вносимого в световую волну поперечным смещением матового экрана, за счет наклона квазиплоского фронта опорной волны. При этом освещение матового экрана проводится когерентным излучением с квазиплоской формой волны, и регистрируемая интерференционная картина в общем случае характеризует волновые aberrации положительной линзы, используемой в процессе записи голограммы, и волновые aberrации оптической системы, формирующей фронт волны освещения матового экрана. К такому же результату приводит двухэкспозиционная запись в плоскости фотопластинки Фурье образов матового экрана при его освещении сходящейся квазисферической волной [2] и в случае формирования Фурье образа с помощью отрицательной линзы [3].

В [4, 5] двухэкспозиционная запись линзовой голограммы Фурье матового экрана была осуществлена при его освещении расходящейся сферической волной, которую можно сформировать безабберационной при проведении пространственной фильтрации [6].

Это позволяет регистрировать интерферограммы бокового сдвига, характеризующие только волновые aberrации контролируемой положительной линзы.

В настоящей статье рассматривается формирование интерференционных картин бокового сдвига в полосах бесконечной ширины в случае двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана при его освещении когерентным диффузно рассеянным излучением, что позволяет при контроле качества положительной линзы или объектива также исключить волновые aberrации в канале освещения матового экрана.

Как представлено на рис. 1, *a*, матовый экран 1, находящийся в плоскости (x_1, y_1) , освещается малоапертурным лазерным пучком, и диффузно рассеянное излучение поступает на матовый экран 2, расположенный на расстоянии L в плоскости (x_2, y_2) . Затем диффузно рассеянное излучение проходит положительную контролируемую линзу L_1 , и на фотопластинке 3 с помощью квазисферической расходящейся опорной волны 4 проводится запись голограммы Фурье матового экрана 2 за время первой экспозиции. Перед записью второй экспозиции осуществляется сдвиг матового экрана 2 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 комплексная амплитуда поля, соответствующая первой экспозиции, в плоскости (x_4, y_4) фотопластинки принимает вид

$$\begin{aligned}
 u_1(x_4, y_4) \sim & \int \int \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} t_1(x_1, y_1) t_2(x_2, y_2) \exp\{i\kappa [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]/2L\} \times \\
 & \times \exp\{i\kappa [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2]/2l_1\} p_1(x_3, y_3) \exp - i\{\kappa [(x_3^2 + y_3^2)/2f_1] - \\
 & - \varphi_1(x_3, y_3)\} \exp\{i\kappa [(x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2]/2l_2\} dx_1 dy_1 dx_2 dy_2 dx_3 dy_3,
 \end{aligned} \quad (1)$$

где κ — волновое число; $t_1(x_1, y_1)$, $t_2(x_2, y_2)$ — комплексные амплитуды прозрачности соответственно матового экрана 1 и 2, являющиеся случайными функциями координат; $p_1(x_3, y_3) \exp i\varphi(x_3, y_3)$ — обобщенная функция зрачка линзы L_1 [7] с фокусным расстоянием учитывающая ее осевые волновые aberrации; l_1 , l_2 — соответственно расстояние от главной плоскости (x_3, y_3) линзы L_1 до плоскости матового экрана 2 и до плоскости фотопластинки.

Если выполняется условие $\frac{1}{l_1} - \frac{1}{f_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{M} > 0$ и $L = l_1^2 / (M - l_1)$, то выражение (1) приводится к виду

$$u_1(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)/2l_2] \{ \exp[-i\kappa(x_4^2 + y_4^2)M/2l_2^2] \{ t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \times \\ \times \exp[i\kappa\mu_1^2(x_4^2 + y_4^2)/2L] \otimes F[\kappa x_4 M/l_1 l_2, \kappa y_4 M/l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \}, \quad (2)$$

где \otimes — символ операции свертки; $\mu_1 = LM / l_1 l_2$ — коэффициент масштабного преобразования; $F[\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_2(x_2, y_2) \exp[-i\kappa(x_2 x_4 + y_2 y_4)M / l_1 l_2] dx_2 dy_2$ — Фурье образ функции прозрачности матового экрана 2; $P_1(x_4, y_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_1(x_3, y_3) \exp i\varphi_1(x_3, y_3) \exp[-i\kappa(x_3 x_4 + y_3 y_4) / l_2] dx_3 dy_3$ — Фурье образ обобщенной функции зрачка контролируемой линзы.

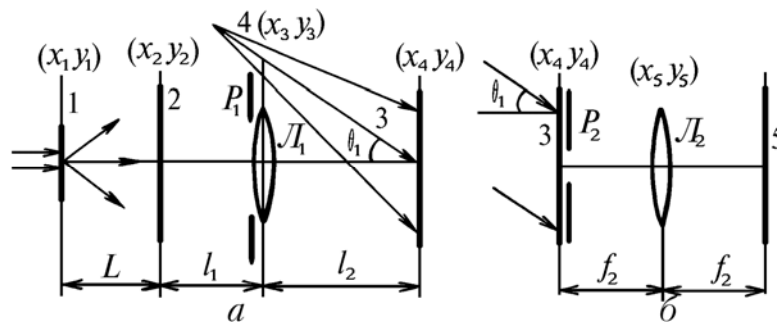


Рис. 1. Схема записи (а) и восстановления (б) двухэкспозиционной голограммы Фурье: 1, 2 — матовые экраны; 3 — фотопластинка-голограмма; 4 — опорный пучок; 5 — плоскость регистрации интерференционной картины; L_1, L_2 — линзы; p_1 — апертурная диафрагма; p_2 — фильтрующая диафрагма

Для области плоскости фотопластинки диаметром $D \leq d_1 l_1 / M$, где d_1 — диаметр зрачка линзы L_1 , на основании [5] запишем выражение (2) в виде

$$u_1(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(l_2 - M)/2l_2^2] \{ t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \times \\ \times \exp[i\kappa\mu_1^2(x_4^2 + y_4^2)/2L] \otimes F[\kappa x_4 M/l_1 l_2, \kappa y_4 M/l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \}. \quad (3)$$

Пусть диаметр лазерного луча в плоскости матового экрана 1 равен d_0 . Тогда размер области существования функции $t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4)$ определяется величиной $d_0 l_1 l_2 / LM$. Таким образом, как следует из выражения (3), распределение поля в плоскости фотопластинки соответствует преобразованию Фурье функции прозрачности матового экрана 2, которое свертывается с функцией $t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \otimes P_1(x_4, y_4)$ с шириной импульсного отклика большей, чем ширина импульсного отклика, определяемого линзой L_1 , на величину размера области существования функции $t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4)$. Помимо этого в координатах плоскости фотопластинки присутствует квадратичный член $\exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(l_2 - M) / 2l_2^2]$, характеризующий распределение фазы расходящейся сферической волны с радиусом кривизны $l_2^2 / (l_2 - M)$ [5].

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

$$u_2(x_4, y_4) \sim \exp[i\kappa(x_4^2 + y_4^2)(l_2 - M) / 2l_2^2] \{ t_1(-\mu_1x_4, -\mu_1y_4) \exp[i\kappa\mu_1^2(x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes \\ \otimes \exp[i\kappa\mu_1^2(x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes F[\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \}. \quad (4)$$

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

$$u_{0i}(x_4, y_4) \sim \exp i \left[\frac{\kappa}{2r} (x_4^2 + y_4^2) + \kappa x_4 \sin \theta_1 + \varphi_2(x_4, y_4) \right].$$

$$u_{02}(x_4, y_4) \sim \exp i \left[\frac{\kappa}{2r} (x_4^2 + y_4^2) + \kappa x_4 \sin \theta_2 + \varphi_2(x_4 + b, y_4) \right],$$

$r = l_2^2 / (l_2 - M)$; $\varphi_2(x_4, y_4)$ — 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 представим в виде суммы интенсивностей, каждая из которых является интерферограммой объектного и опорного пучков:

$$I(x_4, y_4) \sim [u_1(x_4, y_4) + u_{01}(x_4, y_4)] [u_1(x_4, y_4) + u_{01}(x_4, y_4)]^* + \\ + [u_2(x_4, y_4) + u_{02}(x_4, y_4)] [u_2(x_4, y_4) + u_{02}(x_4, y_4)]^*. \quad (5)$$

Примем далее линейную зависимость амплитудного коэффициента пропускания голограммы от интенсивности, и пусть голограмма просвечивается монохроматической плоской волной (рис. 1, б), направление которой составляет угол θ_1 с плоскостью голограммы, а комплексная амплитуда может быть представлена функцией $\exp i \kappa x_4 \sin \theta_1$. Тогда в плоскости голограммы распределение поля в (-1) порядке дифракций на основании выражений (3), (4), (5) принимает вид

$$u(x_4, y_4) \sim \exp -i \varphi_2(x_4, y_4) \{ t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + \\ + y_4^2) / 2L] \otimes F [\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \} + \\ + \exp i [\kappa x_4 \sin \theta_1 - \kappa x_4 \sin \theta_2 - \varphi_2(x_4 + b, y_4)] \{ t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ \times \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes \exp (i \kappa a M / l_1 l_2) F [\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \}. \quad (6)$$

В выражении (6) период изменения функции $\exp(i \kappa a M x_4 / l_1 l_2)$ равен $\lambda l_1 l_2 / a M$, где λ — длина волны когерентного источника света, используемого для записи и восстановления голограммы. Если этот период не меньше, чем размер области существования функции $t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)$, что будет выполняться при условии $a \leq \lambda L / d_0$, то есть величина смещения матового экрана 2 перед второй экспозицией не превосходит минимального размера объективного спекла [8] в его плоскости, то в выражении (6) вынесем множитель, характеризующий линейное распределение фазы, из-под знака интеграла свертки с функцией $t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + y_4^2) / 2L]$. Тогда при выполнении условия $\sin \theta_2 - \sin \theta_1 + a M / l_1 l_2 = 0$ выражение (6) приводится к виду

$$u(x_4, y_4) \sim \exp -i \varphi_2(x_4, y_4) \{ t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes \\ \otimes F [\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes P_1(x_4, y_4) \} + \exp -i \varphi_2(x_4 + b, y_4) \{ t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \times \\ \times \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes F [\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes \exp (-i \kappa a M x_4 / l_1 l_2) P_1(x_4, y_4) \}. \quad (7)$$

Как следует из выражения (7), в плоскости голограммы совпадают субъективные спекл-поля двух экспозиций при общем относительном угле $\alpha = a M / l_1 l_2$ наклона между ними. Следовательно, в плоскости голограммы локализуется интерференционная картина, обусловленная aberrациями опорной волны [5]. 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 $\varphi_2(x_4 + b, y_4) - \varphi_2(x_4, y_4) \leq \pi$, то есть ширина интерференционной полосы для интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, не превосходит диаметр фильтрующего отверстия, то дифракционное поле на его выходе определяется выражением

$$u(x_4, y_4) \sim P_2(x_4, y_4) \{ t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp [i \kappa \mu_1^2 (x_4^2 + y_4^2) / 2L] \otimes \\ \otimes F [\kappa x_4 M / l_1 l_2, \kappa y_4 M / l_1 l_2] \otimes [1 + \exp (-i \kappa a M x_4 / l_1 l_2)] P_1(x_4, y_4) \}, \quad (8)$$

где $P_2(x_4, y_4)$ — функция пропускания экрана с круглым отверстием [9].

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, применив основные интегральные соотношения Фурье, получим

$$\begin{aligned}
u(x_5, y_5) \sim & \{F(x_5, y_5) t_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) p_1(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) \times \\
& \times \exp i\varphi_1(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) + F(x_5, y_5) t_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) \times \\
& \times p_1(-\mu_3 x_5 - aM/l_1, -\mu_3 y_5) \exp i\varphi_1(-\mu_3 x_5 - aM/l_1, -\mu_3 y_5)\} \otimes P_2(x_5, y_5),
\end{aligned} \quad (9)$$

где $\mu_2 = l_1 l_2 / f_2 M$, $\mu_3 = l_2 / f_2$ — коэффициенты масштабного преобразования;

$$F(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4) \exp[ik\mu_1^2(x_4^2 + y_4^2) / 2L] \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5) / f_2] dx_4 dy_4;$$

$$P_2(x_5, y_5) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x_4, y_4) \exp[-ik(x_4 x_5 + y_4 y_5) / f_2] dx_4 dy_4 \text{ — Фурье образы соответствующих функций.}$$

Из выражения (9) следует, что в плоскости изображения матового экрана 2 в пределах перекрытия изображений зрачка линзы L_1 совпадают идентичные спекл-поля двух экспозиций, следовательно, в плоскости (x_5, y_5) локализуется интерференционная картина. Действительно, если период изменения функции $\exp i\varphi_1(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5) + \exp i\varphi_1(-\mu_3 x_5 - aM/l_1, -\mu_3 y_5)$ превосходит хотя бы на порядок [10] размер спекла, определяемого шириной функции $F(x_5, y_5) \otimes P_2(x_5, y_5)$, то эту функцию в выражении (9) вынесем из-под знака интеграла свертки. Тогда суперпозиция коррелирующих спекл-полей двух экспозиций приводит в плоскости регистрации изображения матового экрана 2 к распределению освещенности

$$\begin{aligned}
I(x_5, y_5) \sim & \{1 + \cos[\varphi_1(-\mu_3 x_5 - aM/l_1, -\mu_3 y_5) - \varphi_1(-\mu_3 x_5, -\mu_3 y_5)]\} |F(x_5, y_5) \times \\
& \times t_2(-\mu_2 x_5, -\mu_2 y_5) \otimes P_2(x_5, y_5)|^2,
\end{aligned} \quad (10)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную интерференционными полосами. Интерференционная картина имеет вид интерферограммы бокового сдвига в полосах бесконечной ширины и характеризует осевые волновые aberrации линзы L_1 . Смещение центра фильтрующего отверстия в направлении оси сдвига матового экрана 2 позволяет проводить контроль линзы L_1 по полю [5].

Как следует из выражения (10), размер спекла в плоскости регистрации интерференционной картины определяется шириной функции $F(x_5, y_5) \otimes P_2(x_5, y_5)$. Если диаметр фильтрующей диафрагмы p_2 (рис. 1, б) превосходит размер области существования функции $t_1(-\mu_1 x_4, -\mu_1 y_4)$, то интерференционная картина модулирует объективную спекл-структуру, размер спекла $\lambda f_2 L M / d_0 l_1 l_2$ которой определяется шириной функции $F(x_5, y_5)$. Следовательно, уменьшением диаметра лазерного луча в плоскости матового экрана 1 (рис. 1, а) можно увеличить чувствительность интерферометра бокового сдвига за счет увеличения сдвига матового экрана 2. Однако при этом увеличивается размер объективного спекла в плоскости регистрации изображения матового экрана 2 (рис. 1, б), что приводит к снижению контрастности интерференционной картины [10], так как период интерференционных полос становится соизмерим с размером спекла. Уменьшение же размера объективного спекла в плоскости матового экрана 2 (рис. 1, а) повышает контрастность интерференционной картины в плоскости ее регистрации 5, но при этом снижается чувствительность интерферометра бокового сдвига.

Для регистрации интерференционной картины, локализуемой в плоскости голограммы, необходимо проведение пространственной фильтрации на оптической оси в плоскости построения изображения матового экрана 2, как это показано в [5].

В эксперименте двухэкспозиционные голограммы Фурье матового экрана записывались на фотопластинках типа Микрат ВРЛ с использованием He-Ne-лазера типа ЛГ-44 на 0,63 мкм, которое фокусировалось с помощью объектива с фокусным расстоянием 250 мм на поверхность матового стекла для получения когерентной диффузно рассеивающей подсветки. В качестве примера на рис. 2 приведены интерферограммы, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы путем ее восстановления малоапертурным ≈ 2 мм лазерным пучком. Интерференционная картина на рис. 2, а характеризует сферическую aberrацию с зафокальной дефокусировкой линзы с фокусным расстоянием $f_1 = 120$ мм, диаметром зрачка $d_1 = 50$ мм и получена при восстановлении голограммы в точке, находящейся на оптической оси. С помощью этой контролируемой линзы двухэкспозиционная запись голограммы Фурье матового экрана проводилась для величины $l_1 = 55$ мм, $l_2 = 300$ мм, $L = 145$ мм. В канале формирования опорной волны лазерный пучок расширялся с помощью коллиматора, а затем объективом трансформировался в расходящийся квазисферический опорный пучок с радиусом кривизны $r = 402$ мм в плоскости фотопластинки. Перед проведением записи второй экспозиции матовый экран 2 (рис. 1, а) сдвигался в направлении, перпендикулярном оптической оси, на величину $a = (0,15 \pm 0,002)$ мм, а угол наклона опорного пучка изменялся на величину $\Delta\theta = 2'20'' \pm 10'$.

Интерференционная картина, представленная на рис. 2, б, характеризует сочетание осевых (рис. 2, а) и внеосевых волновых aberrаций контролируемой линзы, и ее регистрация проводится при пространственной фильтрации на расстоянии 26 мм от оптической оси в точке, лежащей на направлении оси сдвига матового экрана перед второй экспозицией.

Таким образом, приведенные теоретические и экспериментальные результаты демонстрируют возможность формирования в диффузно рассеянных полях голографических интерферограмм бокового сдвига для контроля волновых aberrаций положительных линз и объективов в случае двухэкспозиционной записи линзовой голограммы Фурье матового экрана при его подсветке когерентным диффузно рассеянным излучением. Представляется возможным применение такого метода контроля линз и объективов с большими апертурами и малыми величинами фокусных расстояний, когда не требуется получения большой чувствительности в дифференциальной интерферометрии за счет увеличения сдвига.

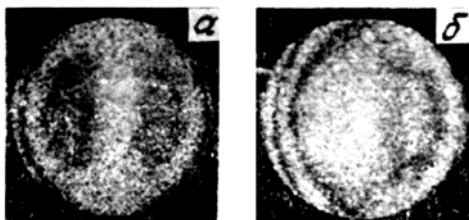


Рис. 2. Интерферограммы бокового сдвига, зарегистрированные при проведении пространственной фильтрации в плоскости голограммы: *a* — на оптической оси, *b* — вне оптической оси

1. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 5. С. 1125—1128.
2. Гусев В. Г. Формирование интерферограмм бокового сдвига в диффузно рассеянных полях при двухэкспозиционной записи голограммы Фурье. М., 1991. 18 с. Дел в ВИНТИ 29.12.91. № 4892-В91.
3. Гусев В. Г. // Электронная техника. Сер. 11. 1991. № 3. С. 40—44.
4. Гусев В. Г. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 1. С. 171—174.
5. Гусев В. Г. // Оптика атмосферы. 1992. Т. 5. № 2. С. 115—124.
6. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 630 с.
7. Гудман Д. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 359 с.
8. Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 158 с.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 846 с.
10. Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 320 с.

Томский госуниверситет
им. В.В. Куйбышева

Поступила в редакцию
25 марта 1992 г.

V. G. Gusev. Formation of Shear Interferograms with a Scattered Light by a Double-Exposure Records of Fourier Holograms.

Analysis of the shear interferometer operation is presented on the basis of the two-exposure records of Fourier hologram of a mat screen illuminated with a diffusely scattered coherent light. It is shown theoretically and experimentally that the control of wave aberrations of a lens or an objective can be provided by making spatial filtration in the hologram plane.