07

Зондирование случайного фазового объекта сфокусированным пространственно-модулированным лазерным пучком. Метод интегрального сканирования

© В.П. Рябухо, А.А. Чаусский, А.Е. Гриневич

Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов
Саратовский государственный университет

Поступило в Редакцию 16 апреля 1999 г.

В телескопической системе с освещающим пространственно модулированным лазерным пучком, рассеивателем во входной плоскости и случайным фазовым экраном в пространственно-частотной плоскости рассмотрен процесс формирования интерференционных полос средней интенсивности в плоскости изображения рассеивателя. Показано, что система может работать в режиме интерферометра сдвига при независимости контраста полос от характеристик рассеивателя. Получены аналитические выражения для контраста полос от параметров экрана и освещающего пучка, установлено влияние статистической анизотропии экрана на контраст полос.

В [1–3] установлена возможность определения параметров фазовых неоднородностей объекта, удовлетворяющего модели "случайный фазовый экран" [4–5], с помощью зондирующего пространственно-модулированного лазерного пучка (ПМЛП), сфокусированного на поверхность экрана. Для наблюдения интерференционных полос средней интенсивности, несущих информацию о параметрах неоднородностей, в [1–3] предполагалось движение объекта или неоднородностей относительно зондирующего ПМЛП. Эквивалентное усреднение реализуется при сканировании лазерным пучком по объекту. В настоящей работе рассматривается альтернативный способ получения полос средней интенсивности при неподвижных объекте и зондирующем ПМЛП. Способ заключается в одновременном зондировании объекта множеством одинаковых сфокусированных ПМЛП, получаемых с помощью первичного,

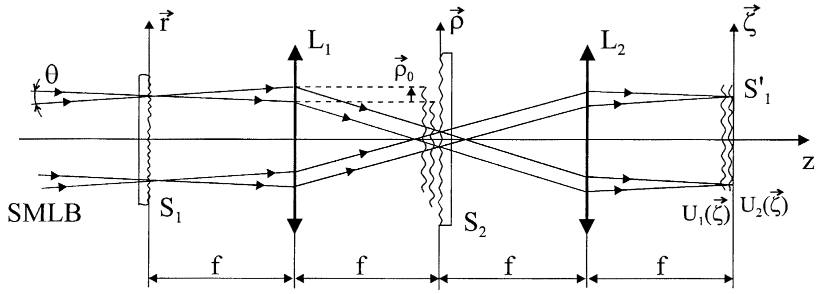

Рис. 1. Телескопическая схема измерительной системы с освещающим пространственно-модулированным лазерным пучком, рассеивателем во входной плоскости и контролируемым объектом в пространственно-частотной плоскости. SMLB — освещающий пространственно-модулированный лазерный пучок с параллельными интерференционными полосами; L_1, L_2 — собирающие линзы; S_1 — рассеиватель в передней фокальной плоскости линзы L_1; S_2 — контролируемый объект в задней фокальной плоскости линзы L_1; S'_1 — изображение рассеивателя S_1.

вспомогательного рассеивателя, выполняющего роль нерегулярной дифракционной решетки.

Оптическая схема представлена на рис. 1. В отсутствие рассеивателя S_1 объект S_2 освещается сфокусированным ПМЛП и для наблюдения полос средней интенсивности необходимо поперечное смещение объекта [1–3]. Рассеиватель S_1 мультиплицирует ПМЛП — дифракционное поле за ним можно представить в виде множества ПМЛП, распространяющихся по разным направлениям и одновременно зондирующих объект S_2. Дифракционные картины от этих пучков в результате некоррелированного сложения в изображении рассеивателя S_1 образуют полосы средней интенсивности.

Процесс формирования интерференционных полос в изображении S'_1 допускает и другую интерпретацию, более удобную для формального анализа. Действительно, поскольку рассеиватель S_1 освещается двумя волнами с отличающимися на угол θ направлениями распространения, то за ним формируются два идентичных спекл-поля, распространяющихся под углом θ друг к другу [6]. В задней фокальной плоскости линзы L_1 поля приобретут поперечный сдвиг $\rho_0 = \theta f = \lambda f/\Lambda$, где Λ — период полос в ПМЛП. Из-за этого сдвига спекл-поля за объектом S_2 станут частично декоррелированными и в плоскости изображения, где сдвиг полей опять станет равным нулю, произойдет уменьшение контраста полос средней интенсивности. Следовательно, контраст полос должен определяться модулем нормированной функции корреляции $B_{12}(\boldsymbol{\zeta}, \boldsymbol{\rho}_0)$ интерферирующих полей $U_1(\boldsymbol{\zeta})$ и $U_2(\boldsymbol{\zeta})$ в плоскости изображения:

$$V = V_0 \left| \frac{B_{12}(\boldsymbol{\zeta}, \boldsymbol{\rho}_0)}{B_{12}(\boldsymbol{\zeta}, \boldsymbol{\rho}_0 = 0)} \right|, \quad B_{12}(\boldsymbol{\zeta}, \boldsymbol{\rho}_0) = \langle U_1(\boldsymbol{\zeta}) U_2^*(\boldsymbol{\zeta}) \rangle, \tag{1}$$

где V_0 — контраст полос в освещающем рассеивателе S_1 ПМЛП; угловые скобки обозначают операцию статистического усреднения.

Пусть рассеиватель S_1 и объект S_2 — случайные фазовые экраны с функциями пропускания $t_1(\mathbf{r})$ и $t_2(\boldsymbol{\rho})$. Тогда, используя два последовательных фурье-преобразования и полагая, что все рассеянное поле попадает в апертуры линз, для $U_1(\boldsymbol{\zeta})$ можно записать

$$U_1(\boldsymbol{\zeta}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} U_0(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_1\mathbf{r}) t_1(\boldsymbol{\rho}_1)$$

$$\times \exp\left(i\frac{k}{f}\mathbf{r}\boldsymbol{\rho}\right) t_2(\boldsymbol{\rho}) \exp\left(i\frac{k}{f}\boldsymbol{\zeta}\boldsymbol{\rho}\right) d^2\mathbf{r} d^2\boldsymbol{\rho}, \tag{2}$$

где $U_0(\mathbf{r})$ — комплексная амплитуда одной из волн в ПМЛП, $\mathbf{k}_1$ — волновой вектор этой волны. Выражение для $U_2(\boldsymbol{\zeta})$ имеет аналогичный вид с заменой вектора $\mathbf{k}_1$ на $\mathbf{k}_2$, причем $|\Delta\mathbf{k}_{12}| = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2| = k2\sin(\theta/2)$.

Подстановка (2) для $U_1(\boldsymbol{\zeta})$ и $U_2(\boldsymbol{\zeta})$ в (1), замена порядка выполнения интегрирования и усреднения, учет независимости случайных функций $t_1(\mathbf{r})$ и $t_2(\boldsymbol{\rho})$ приводят к следующему выражению для функции корреляции комплексных амплитуд полей в плоскости изображения:

$$B_{12}\Big(\boldsymbol{\zeta}, \Delta\mathbf{k}_{12}\Big) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \langle I_f(\boldsymbol{\rho}) \rangle d^2\boldsymbol{\rho} \int\limits_{-\infty}^{\infty} B_f\left(\Delta\rho + \frac{f}{k}\Delta\mathbf{k}_{12}\right)$$

$$\times \mu_{t2}(\Delta\boldsymbol{\rho}) \exp\left(-i\frac{k}{f}\boldsymbol{\zeta}\Delta\boldsymbol{\rho}\right) d^2\Delta\boldsymbol{\rho}, \tag{3}$$

где $\langle I_f(\boldsymbol{\rho}) \rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mu_{t1}(\Delta\mathbf{r}) \exp(i\frac{k}{f}\Delta\mathbf{r}\boldsymbol{\rho}) d^2\Delta\mathbf{r}$ — средняя интенсивность в задней фокальной плоскости линзы L_1 (пространственный спектр рессеивателя S_1); функция $B_f(\Delta\boldsymbol{\rho}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \int\limits_{-\infty}^{\infty} I_0(\mathbf{r}) \times$

$\times \exp(i\frac{k}{f}\Delta\boldsymbol{\rho}\mathbf{r})d^2\mathbf{r}$ — автокорреляционная функция поля, освещающего объект S_2; $I_0(\mathbf{r}) = |U_0(\mathbf{r})|^2$ — средняя интенсивность в ПМЛП; $\mu_{t1}(\Delta\mathbf{r})$, $\mu_{t2}(\Delta\boldsymbol{\rho})$ — нормированные автокорреляционные функции коэффициентов пропускания $t_1(\mathbf{r})$ и $t_2(\boldsymbol{\rho})$ рассеивателя S_1 и объекта S_2.

Подстановка (3) в (1) показывает, что контраст полос не зависит от $\langle I_f(\boldsymbol{\rho})\rangle$ и от $\mu_{t1}(\Delta\mathbf{r})$, то есть не зависит от свойств рассеивателя S_1.

При достаточно большой апертуре освещающего ПМЛП, при которой ширина функции $B_f(\Delta\boldsymbol{\rho})$ существенно меньше ширины функции $\mu_{t_2}(\Delta\boldsymbol{\rho})$, так что $B_f(\Delta\boldsymbol{\rho})$ можно заменить δ-функцией, выражение для контраста полос принимает исключительно простой вид

$$V = V_0\mu_{t_2}\left(\rho_{\mathbf{0}} = \frac{f}{k}\Delta\mathbf{k}_{12}\right). \qquad (4)$$

Контраст определяется нормированной функцией корреляции граничного поля за объектом в зависимости от величины и направления взаимного сдвига ρ_0, т.е. от периода Λ и ориентации полос в ПМЛП. Таким образом, рассматриваемая схема работает в режиме интерферометра сдвига с зависимостью контраста полос от статистической анизотропии объекта.

При произвольной апертуре $2W$ освещающего ПМЛП аналитическое выражение для контраста полос удается получить при следующих предположениях: распределение интенсивности $I_0(\mathbf{r})$ имеет гауссову форму, $I_0(\mathbf{r}) = I_0\exp(-2\mathbf{r}^2/W^2)$; неоднородности объекта подчиняются нормальной статистике, а их коэффициент корреляции $K_\phi(\Delta\boldsymbol{\rho})$ имеет гауссову форму, $K_\phi(\Delta\boldsymbol{\rho}) = \exp(-\Delta\boldsymbol{\rho}^2/l_\phi^2)$, где l_ϕ — радиус корреляции неоднородностей. Тогда для $\mu_{t_2}(\Delta\boldsymbol{\rho})$ применимо приближение [2] $\mu_{t_2}(\Delta\boldsymbol{\rho}) \approx (1-\exp(-\sigma_\phi^2))\exp(-\Delta\boldsymbol{\rho}^2/\rho_\perp^2)+\exp(-\sigma_\phi^2)$, где σ_ϕ^2 — дисперсия фазовых флуктуаций, а $\rho_\perp = l_\phi[-\ln\{\sigma_\phi^{-2}\ln[\exp(-1)(\exp(\sigma_\phi^2)-1)+1]\}]^{1/2}$ — радиус корреляции поля за объектом $S_2(\rho_\perp \approx l_\phi)$, для $\sigma_\phi \leqslant 1$, $\rho_\perp \approx l_\phi/\sigma_\phi$ для $\sigma_\phi > 1$).

Учет этих приближений в (3) позволяет получить для контраста полос (1) в параксиальной области изображения $\boldsymbol{\zeta} = 0$ следующее выражение:

$$V = V_0\frac{\mu_0 + (1-\mu_0)\rho_\perp^2(\rho_\perp^2+\rho_f^2)^{-1}\exp\left[-\boldsymbol{\rho}_0^2/(\rho_\perp^2+\rho_f^2)\right]}{\mu_0 + (1-\mu_0)\rho_\perp^2(\rho_\perp^2+\rho_f^2)^{-1}}, \qquad (5)$$

где $\mu_0 = \exp(-\sigma_\phi^2)$, $\rho_f = \sqrt{2}\lambda f/\pi W$ — радиус корреляции поля, совещающего объект S_2. Отметим, аналогичное выражение для

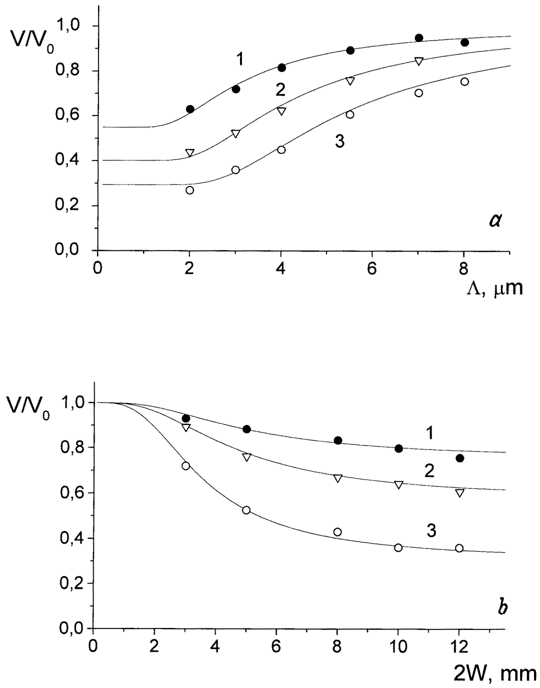

Рис. 2. Контраст интерференционных полос средней интенсивности в изображении рассеивателя. *a* — в зависимости от периода полос Λ в освещающем пучке для объекта с $\sigma_\phi = 1.15$ и $l_\phi = 17\,\mu$m при различных значениях апертуры $2W$ пучка и соответственно различных значениях радиуса корреляции зондирующего объект поля ρ_f при $f = 110$ mm. *1* — $2W = 3$ mm, $\rho_f = 20.8\,\mu$m; *2* — $2W = 5$ mm, $\rho_f = 12.5\,\mu$m; *3* — $2W = 12$ mm, $\rho_f = 5.2\,\mu$m; *b* — в зависимости от апертуры пучка при различных значениях периода полос: *1* — $\Lambda = 8$ mm, *2* — $\Lambda = 5.5$ mm, *3* — $\Lambda = 3$ mm.

контраста полос получается при использовании одиночного ПМЛП, сфокусированного на поверхность движущегося объекта, при равенстве $\rho_f = \sqrt{2}w_0$, где w_0 — радиус перетяжки сфокусированного гауссова пучка. При достаточно малом периоде полос Λ, когда $\rho_0^2 > \rho_\perp^2 + \rho_f^2$, исчезает зависимость контраста полос от статистической анизотропии объекта.

Теоретические результаты с достаточно высокой точностью согласуются с экспериментальными. На рис. 2 приведены экспериментальные точки и теоретические графики, полученные с использованием (5), относительного контраста полос V/V_0 в зависимости от периода полос Λ и апертуры $2W$ освещающего ПМЛП.

Формирование изображения интерференционных полос в схеме на рис. 1 может быть также рассмотрено с позиций классического анализа линейных оптических систем [5]. Однако используемый в работе подход более нагляден с физической точки зрения, позволяет установить аналогии с процессами формирования интерференционных картин в схемах с одиночным зондирующим ПМЛП [1–3]. Следует также отметить, что полученные результаты могут быть распространены и на оптические системы формирования изображения более общего вида.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 96–15–96389. Программа "Ведущие научные школы РФ".

Список литературы

[1] *Рябухо В.П., Чаусский А.А.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 16. С. 57–62.
[2] *Рябухо В.П., Чаусский А.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 19. С. 47–53.
[3] *Рябухо В.П., Чаусский А.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 1. С. 56–61.
[4] *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский Б.И.* Введение в статическую радиофизику.Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
[5] *Гудмен Дж.* Статистическая оптика / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 528 с.
[6] *Рябухо В.П., Аветисян Ю.А., Суманова А.Б.* // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. В. 2. С. 299–306.