

ЭФФЕКТЫ КОРРЕЛЯЦИИ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ ДИФРАКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА СЛУЧАЙНОМ ФАЗОВОМ ЭКРАНЕ

*В.П.Рябухо, Ю.А.Аветисян,
А.Е.Гриневич, Д.А.Зимняков, Л.И.Голубенцева*

Лазерные пучки с пространственной модуляцией в виде регулярной интерференционной структуры малого периода используются для измерения малых смещений [1,2], формы [1] и микрорельефа [3] шероховатых поверхностей, а также в лазерной анемометрии [4]. Нами установлено, что зондирующие пучки с периодом модуляции, значительно превышающим размеры неоднородностей, могут быть использованы для корреляционной диагностики рассеивающих сред, в частности случайных фазовых экранов (СФЭ). В этом случае в рассеянном пучке наблюдаются интерференционные полосы средней интенсивности, контраст которых изменяется с расстоянием z от рассеивателя и зависит от статистических параметров оптических неоднородностей — дисперсии σ_ϕ^2 и радиуса корреляции l_ϕ .

На рис. 1 представлены интерферограммы в освещающем (а) и рассеянных (б, в) пучках, зарегистрированные на одинаковых расстояниях z . Отчетливо наблюдается отличие контраста полос для разных образцов. На рис. 2 приведены экспериментальные графики зависимости контраста полос от расстояния z , полученные для прозрачных образцов при единичном контрасте полос V_0 в освещающем пучке.

Эффект изменения контраста полос средней интенсивности в рассеянном пучке может быть объяснен с позиций закономерностей интерференции спекл-полей [5]. Если пространственная модуляция в освещающем пучке создается за счет интерференции двух одинаковых волн, распространяющихся под малым углом θ друг к другу, то рассеянное излучение можно представить в виде суперпозиции двух взаимно смещенных идентичных спекл-полей, образующихся за счет рассеяния каждой из волн в освещающем пучке. Взаимный сдвиг спекл-полей $|\Delta\zeta|$ зависит от угла θ и расстояния z от рассеивателя: $|\Delta\zeta| = \theta z$. Поэтому взаимная корреляция интерферирующих спекл-полей уменьшается с

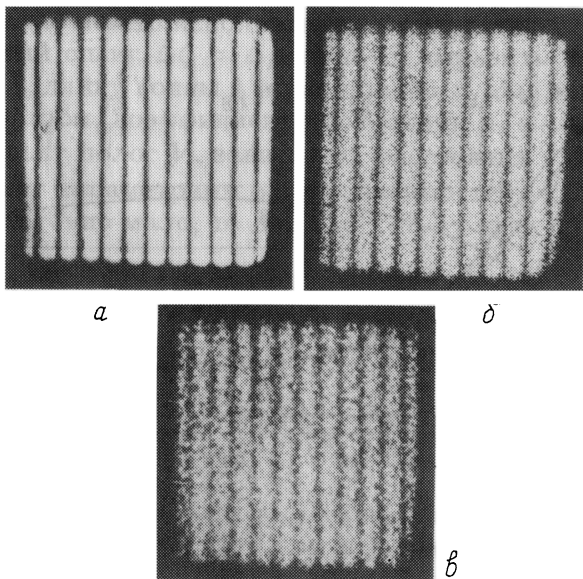


Рис. 1. Интерференционные полосы в освещающем пространственно-модулированном пучке (а) и рассеянном поле (б,е) для образцов с различными статистическими параметрами оптических неоднородностей.

увеличением z и контраст полос падает (рис. 2) в соответствии с выражением

$$V = V_0 |\mu(\zeta, \Delta\zeta, z)|, \quad (1)$$

где ζ — координата плоскости наблюдения; $\mu(\zeta, \Delta\zeta, z)$ — комплексный коэффициент автокорреляции комплексной амплитуды спекл-поля, формируемого при рассеянии на СФЭ одной из волн освещающего пучка. Если эта волна квазиплоская с гауссовым профилем амплитуды радиуса w , а СФЭ имеет плавные неоднородности, то в приближении дифракции Френеля коэффициент корреляции можно записать в виде

$$\mu(\zeta, \Delta\zeta, z) = \frac{B(\zeta, \Delta\zeta, z)}{B(\zeta, 0, z)}, \quad (2)$$

где

$$B(\zeta, \Delta\zeta, z) = \left(\frac{\pi w^2}{2}\right) \exp\left(\frac{ik}{z} \Delta\zeta \zeta\right) \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{\Delta\zeta^2}{2\omega^2}\right) \mu(\Delta\rho, 0) \times \\ \times \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{k\omega}{2z} (\Delta\rho - \Delta\zeta)\right)^2\right] \exp\left(-\frac{ik}{z} \zeta \Delta\rho\right) d^2 \Delta\rho. \quad (3)$$

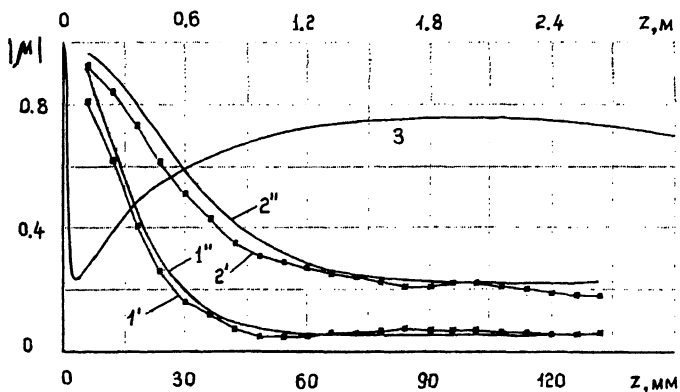


Рис. 2. Экспериментальные ($1'$, $2'$) и теоретические ($1''$, $2''$ и 3) графики зависимостей модуля корреляционного коэффициента μ от расстояния z от рассеивающего экрана для прозрачных образцов с различными параметрами оптических неоднородностей.

$1''$ — $\sigma_\phi = 1.75$, $l_\phi = 28$ мкм, $2''$ — $\sigma_\phi = 1.25$, $l_\phi = 39$ мкм, 3 — $\sigma_\phi = 1.25$, $l_\phi = 10$ мкм; значение z по верхней шкале.

Здесь $\mu(\Delta\rho, 0)$ — коэффициент корреляции граничного поля (поля непосредственно за экраном). Для статистически нормального СФЭ [6,7]

$$\mu(\Delta\rho, 0) = \exp \left[-\delta_\phi^2 (1 - K_\phi(\Delta\rho)) \right], \quad (4)$$

где $K_\phi(\Delta\rho)$ — коэффициент корреляции оптических неоднородностей экрана, который обычно аппроксимируют гауссовой функцией

$$K_\phi(\Delta\rho) = \exp \left(-\frac{\Delta\rho^2}{l_\phi^2} \right). \quad (5)$$

Из (3) и (2) следует [6], что при широком освещающем пучке ($w \rightarrow \infty$) в ближней области дифракции коэффициент корреляции $\mu(\zeta, \Delta\zeta, z)$ совпадает с коэффициентом корреляции граничного поля $\mu(\Delta\rho, 0)$, т.е. поперечные корреляционные свойства поля сохраняются, несмотря на развивающуюся

спекл-структуру. Поэтому для контраста полос в соответствии с (1) можно использовать соотношение (4), в котором взаимный сдвиг $\Delta\zeta = \Delta\rho$ следует выразить через период полос Λ , длину волны λ и расстояние z : $|\Delta\zeta| = \theta z = \frac{\lambda z}{\Lambda}$. Таким образом, коэффициент корреляции μ , а следовательно и контраст полос V , зависят от расстояния z , а σ_ϕ^2 , l_ϕ и Λ , λ служат параметрами этих зависимостей. Если значение σ_ϕ^2 достаточно мало, то для $|\Delta\zeta| > l_\phi$ график $|\mu(z)|$ выходит на ненулевой, стационарный уровень $\mu_0 = \exp(-\sigma_\phi^2)$, что позволяет, как и в [8], определить дисперсию σ_ϕ^2 . Радиус корреляции l_ϕ определяется по формуле

$$l_\phi = \frac{\lambda z}{\Lambda} \left[-\ln \left(1 - \frac{\ln |\mu|}{\ln \mu_0} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

На рис. 2 приведены теоретические графики $|\mu(z)|$ (кривые 1' и 2'), полученные с использованием (4) и значений σ_ϕ^2 и l_ϕ , установленных по экспериментальным кривым 1' и 2' с помощью вышеописанной процедуры (период полос $\Lambda = 0.75$ мм, $\lambda = 0.63$ мкм). Для учета влияния ограниченности освещающего пучка выполнены численные расчеты $|\mu(z)|$ с использованием соотношений (3) и (2) для одномерного СФЭ. В параксиальной области ($\zeta \approx 0$) для гауссова пучка с $w \geq 4$ мм при тех же параметрах σ_ϕ^2 , l_ϕ и Λ расчеты показали:

1) совпадение значений $|\mu(0, \Delta\zeta, z)|$ и $|\mu(0, \Delta\zeta, 0)|$ почти до стационарного уровня μ_0 при гауссовой форме K_ϕ и заметное расхождение этих значений при отрицательной экспоненциальной форме K_ϕ ;

2) немонотонную (вопреки ожидаемой согласно известным представлениям) зависимость $\mu(z)$, наличие локального минимума и последующего максимума в дальней френелевской области дифракции (кривая 3, на рис. 2, полученная при $\sigma_\phi = 1.25$, $l_\phi = 10$ мкм, $w = 4$ мм; значения z — по верхней шкале); такое поведение $|\mu(z)|$ отчетливо проявляется при уменьшении радиуса пучка w и при относительно малых l_ϕ и σ_ϕ^2 и подтверждается экспериментально на образцах с зеркальным компонентом в рассеянном излучении. Сравнение экспериментальных и теоретических $|\mu(z)|$ показывает:

1) обоснованность предположений об интерференционной природе изменения контраста полос в рассеянном поле;

2) неизменность коэффициента корреляции спекл-модулированного поля во френелевской области дифракции и

возможность использования выражения (4) для коэффициента корреляции при сравнительно широком освещающем пучке и плавных оптических неоднородностях ($\frac{\lambda}{2\pi}\sigma \ll l_\phi$);

3) справедливость предположения о гауссовой (а не экспоненциальной, например) форме коэффициента корреляции $K_\phi(\Delta\rho)$ используемого СФЭ.

Таким образом установлено, что при освещении СФЭ пространственно-модулированным лазерным пучком эволюция контраста полос средней интенсивности вдоль направления распространения рассеянного излучения позволяет определить статистические параметры экрана: дисперсию σ_ϕ^2 , радиус корреляции l_ϕ и форму коэффициента корреляции $K_\phi(\Delta\rho)$ оптических неоднородностей рассеивателя. Эффект немонотонности изменения контраста полос, влияние ограниченности освещающего пучка для экранов с различными статистическими свойствами требуют дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Авторы благодарны Б.В.Федулеву, В.Л.Хомутову и О.А.Магагиной за помощь в экспериментах и профессору В.В.Тучину за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М., 1986. 328 с.
- [2] Локшин Г.Р., Козел С.М., Клименко И.С., Белонучкин В.Е. // Оптика и спектроскопия. 1992. Т. 72. В. 6. С. 1444-1450.
- [3] Wygant R.W., Almeida S.P., Scares O.D. // Appl. Opt. 1988. V. 27. N 22. P. 4626-4630.
- [4] Ринкевичус Б.С. Лазерная диагностика потоков. М., 1990. 288 с.
- [5] Клименко И.С., Рябухо В.П., Федулев Б.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 7. С. 1338-1347.
- [6] Рытов С.М., Крацов Ю.А., Татарский Б.И. Введение в статическую радиофизику. Случайные поля. М., 1978. 463 с.
- [7] Гудмен Дж. Статистическая оптика. М., 1988. 528 с.
- [8] Ангельский О.В. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. В. 12. С. 1151-1158.

Саратовский
государственный университет
им.Н.Г.Чернышевского;
Институт машиноведения
им.А.А.Благонравова,
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
17 ноября 1993 г.