



## КОРРЕЛЯЦИОННАЯ РАЗМЕРНОСТЬ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ ДЛЯ РАССЕИВАЮЩИХ СТРУКТУР С ФРАКТАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ

*Д.А.Зимняков, В.В.Тучин, А.А.Мишин, К.В.Ларин*

Рассмотрены различные методы определения параметров структурных функций распределений фазы граничного поля для рассеивающих объектов с фрактальными свойствами с использованием когерентных освещающих пучков:

1) путем анализа угловой зависимости среднего значения первой производной интенсивности рассеянного поля по углу рассеяния;

2) путем оценки параметров структурной функции флуктуационного компонента интенсивности рассеянного поля в дальней зоне.

Для второго случая показано, что при нормальном распределении фазы граничного поля рассеивателей имеет место равенство значений корреляционных экспонентов флуктуаций фазы граничного поля и интенсивности спекл-поля в дальней зоне при освещении объекта коллимированным пучком и выполнении критерия большого числа статистически независимых элементарных рассеивателей в пределах освещаемого участка.

Эксперименты по рассеянию гауссовых пучков на движущихся крупношероховатых стеклянных пластинах показали соответствие между значениями корреляционных экспонентов флуктуаций фазы граничного поля (по результатам микроинтерферометрических измерений) и интенсивности спекл-поля в дальней зоне.

Исследование процессов возникновения и развития хаоса в оптических полях, формируемых при рассеянии некогерентных и когерентных зондирующих пучков оптически неоднородными объектами является в настоящее время одним из быстро развивающихся и перспективных направлений статистической и корреляционной оптики. Наиболее характерным и общеизвестным проявлением когерентности освещающего пучка при рассеянии является спекл-модуляция рассеянного поля в дальней зоне дифракции; в связи с этим при его описании целесообразно отдельно рассматривать мелкомасштабный («флуктуационный») компонент интенсивности поля, обусловленный наличием спеклов, и огибающую, характеризуемую гораздо более низкими пространственными частотами; с зависимостью последней от угла рассеяния тесно связано понятие индикатрисы рассеяния.

Проявления хаоса в динамических спекл-полях, образующихся при дифракции когерентного излучения на нестационарных случайных фазовых объектах, могут быть вызваны наличием у рассеивателей фрактальных свойств, выражающихся прежде всего в асимптотическом поведении структурной функции флуктуаций фазы граничного поля [1]

$$D_{\phi}(\mathbf{r}) = \langle (\phi(\mathbf{r}) - \phi(0))^2 \rangle, \quad (1)$$

где  $\langle \rangle$  означает усреднение по всем возможным реализациям фазы,  $\mathbf{r}$  - радиус-вектор точки наблюдения в плоскости непосредственно за рассеивателем. При подобном подходе предполагается использование модели случайного фазового экрана (СФЭ), в рамках которой может быть дана только интегральная оценка эффектов объемного рассеяния. Тем не менее, данная модель оказывается весьма полезной при решении ряда прямых и обратных задач статистической оптики.

Фрактальные свойства рассеивателей проявляются прежде всего в скейлинге  $D_\phi(\mathbf{r})$  в области малых  $|\mathbf{r}|$  [2]

$$D_\phi(\mathbf{r}) \cong k^2 |\mathbf{r}|^\nu L^{2-\nu}, \quad \nu \neq 2, \quad (2)$$

(где  $k$  - волновое число освещающего пучка,  $L$  - параметр, называемый топотезой), обусловленном недифференцируемостью двумерного распределения фазы граничного поля. Для «гладких», дифференцируемых распределений  $\nu=2$ . Показатель  $\nu$ , иначе называемый корреляционным экспонентом [3], связан с фрактальной размерностью  $D$  одномерной реализации распределения фазы  $\phi(x,y)|_{y=\text{const}}$  следующим образом [2]:

$$\nu = 2(2 - D).$$

Одним из традиционных и наиболее широко используемых способов анализа проявления фрактальных свойств оптически неоднородных объектов в рассеянном поле является исследование угловых зависимостей огибающей интенсивности рассеянного поля в дальней зоне. В соответствии с [4], выражение для математического ожидания интенсивности рассеянного поля в зависимости от угла рассеяния для диффузно отражающей поверхности, моделируемой одномерным СФЭ со структурной функцией фазы  $D_\phi(x)$ , имеет вид

$$1/(I_0 R) \langle dI/d\theta_s \rangle \cong P \otimes \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\alpha x) \exp[-1/2 \beta^2 D_\phi(x)] dx, \quad (3)$$

где  $I_0$  - интегральная интенсивность зондирующего пучка,  $R$  - интегральный коэффициент отражения поверхности,  $P$  - апертурная функция оптической системы, обусловленная конечными размерами угловой апертуры освещающего пучка,  $\otimes$  - символ свертки. Величины  $\alpha$  и  $\beta$  определяются следующим образом:

$$\alpha = \sin\theta_i - \sin\theta_s; \quad \beta = \cos\theta_s - \cos\theta_i,$$

где  $\theta_i$  и  $\theta_s$  - соответственно углы падения и рассеяния освещающего пучка по отношению к нормали. При нормальном падении  $\alpha = \sin\theta_s$ ,  $\beta = \cos\theta_s - 1$ .

Переход от случая рассеяния на одномерном объекте (3) к двумерному статистически однородному и изотропному рассеивателю может быть легко осуществлен с использованием известной взаимосвязи между корреляционными и спектральными характеристиками одномерных и двумерных реализаций изотропных случайных поверхностей [4].

Подстановка (2) в (3) требует в общем случае численного интегрирования данного выражения, однако в частном случае малых значений параметра  $R_\phi(0)\beta^2$  ( $R_\phi(x)$  - автокорреляционная функция флуктуаций фазы) возможно представление  $\langle dI/d\theta_s \rangle$  в приближенной аналитической форме как для «гладких» дифференцируемых, так и для фрактальных распределений фазы [4]

$$1/(I_0 R) \langle dI/d\theta_s \rangle \cong P \otimes [\delta(\alpha/2\pi) + (\beta^2/2) S(\alpha/2\pi)], \quad (4)$$

где  $S(\alpha/2\pi)$  - спектральная плотность флуктуаций фазы граничного поля; первое слагаемое описывает зеркальный, а второе - диффузный компоненты рассеянного поля. Для фрактальных распределений фазы выражение (4) принимает вид

$$1/(I_0 R) \langle dI/d\theta_s \rangle \cong P \otimes [\delta(\alpha/2\pi) + (\beta^2/2) K_n(\alpha/2\pi)^n], \quad (5)$$

где коэффициент  $K_n$  связан с параметрами структурной функции  $D_\phi(x)$  следующим образом:

$$K_n = -2k^2 L^3 \Gamma(n) \cos(n\pi/2) / (2\pi)^n,$$

$n = \nu + 1$ ,  $\Gamma(n)$  - гамма-функция.

Для освещающих пучков с узким, « $\delta$ -подобным» угловым распределением при нормальном падении на рассеивающую поверхность значение  $\nu$  может быть оценено по наклону зависимости  $\langle dI/d\theta_s \rangle$  от угла рассеяния в логарифмических координатах. Учитывая взаимосвязь между асимптотиками структурной функции для малых значений аргумента и спектральной плотности в высокочастотной области [4]. диапазону пространственных масштабов, в котором  $D_\phi(x)$  демонстрирует скейлинг вида (2), можно поставить в соответствие область углов рассеяния  $\theta_s$ , в которой величина корреляционного экспонента может быть определена по значению показателя  $n$ . В частности, диапазону 1.0-10.0 мкм будет соответствовать область углов рассеяния от 0.1 до 1.0 рад (при нормальном падении освещающего пучка с  $\lambda=0.63$  мкм). Для крупношероховатых рассеивающих объектов, характеризующих дисперсией фазы граничного поля  $\sigma_\phi^2 = R_\phi(0) \geq 1$ , условие малости  $R_\phi(0)\beta^2$  в данной области может нарушаться. Кроме того, существование спекл-модуляции рассеянного поля при анализе угловых зависимостей  $\langle dI/d\theta_s \rangle$  требует усредняющей обработки экспериментальных данных с использованием выборок большого объема, поскольку для развитых спекл-полей дисперсия интенсивности сравнима с квадратом ее среднего значения [5]. Подобные обстоятельства могут существенно осложнить анализ структурных свойств оптически неоднородных объектов в области высоких пространственных частот путем интерпретации угловых зависимостей огибающих интенсивности рассеянного поля, полученных в условиях когерентного освещения в проходящем и отраженном свете.

Альтернативным методом исследования скейлинговых свойств  $D_\phi(\mathbf{r})$  может служить корреляционный анализ флуктуационного компонента рассеянного поля при освещении рассеивателя широким когерентным пучком. В [3] предложен метод оценки параметра (корреляционного экспонента) структурной функции флуктуаций интенсивности спекл-полей, основанный на использовании поляризационного интерферометра. Можно показать, что для развитых нестационарных спекл-полей, образующихся в дальней зоне при дифракции широких коллимированных когерентных пучков на движущихся безграничных СФЭ, корреляционный экспонент  $\nu_\phi$  и топология  $L_\phi$  флуктуаций фазы граничного поля связаны с соответствующими значениями структурной функции флуктуаций интенсивности весьма простыми аналитическими соотношениями (при условиях нормировки флуктуационного компонента интенсивности на его среднее значение и нормального закона распределения фазы граничного поля).

В соответствии с [1], поперечная функция когерентности граничного поля для СФЭ с гауссовой статистикой фазы при освещении его плоской когерентной волной с однородным распределением амплитуды равна

$$\Gamma_\nu(\mathbf{r}) = \exp[-1/2 D_\phi(\mathbf{r})]. \quad (6)$$

С другой стороны, автокорреляционная функция флуктуаций интенсивности спекл-поля в дальней зоне может быть выражена через поперечную функцию когерентности  $\Gamma_\nu(\mathbf{r})$  следующим образом:

$$\Psi_I(\mathbf{r}) = |\Gamma_\nu(\mathbf{r})|^2 = |\nu_0|^{-4}, \quad (7)$$

где  $v_0$  - средняя амплитуда граничного поля. Выражая структурную функцию двумерного случайного процесса через его автокорреляционную функцию и рассматривая асимптотические значения  $D_1(\mathbf{r})$  и  $D_\phi(\mathbf{r})$  в области малых значений  $|\mathbf{r}|$ , получим равенство значений корреляционных экспонентов флуктуаций фазы граничного поля и интенсивности рассеянного поля в дальней зоне дифракции  $v_\phi = v_I = v_0$ . Значения топотез  $L_\phi$  и  $L_I$  связаны между собой следующим выражением :

$$L_I = (2k^2/T_1)^{1/(2-v)} L_\phi, \quad (8)$$

где  $T_1$  - нормированный коэффициент, входящий в выражение для структурной функции флуктуаций интенсивности:

$$D_I(\mathbf{r}) = T_1 |\mathbf{r}|^m L_I^{2-m}.$$

В работе экспериментально исследовалась взаимосвязь между значениями корреляционных экспонентов флуктуаций фазы граничного поля  $v_\phi$  и интенсивности спекл-поля в дальней зоне  $v_I$  для крупношероховатых стеклянных пластин, представляющих собой образцы участков внутренней поверхности колб телевизионных кинескопов, покрываемой при изготовлении последним слоем люминофора. Характерный рельеф исследуемых образцов сформирован в результате специальной технологической обработки (штамповки). Среднеквадратичные значения высоты микронеровностей  $\sigma_h$  и длины корреляции  $l_h$  рассеивающих поверхностей, оцененные в результате контактных профилометрических измерений, находились в пределах от 0.05 до 10.0 мкм и от 15.0 до 60.0 мкм, соответственно. На рис. 1 приведены примеры одномерных реализаций распределений фазы граничного поля  $\phi(x)$ , полученные в результате предварительных исследований рассеивающих образцов с помощью лабораторного образца дифференциального сканирующего микроинтерферометра в проходящем свете. Оптическая схема используемого для анализа структуры рассеивателя микроинтерферометра аналогична описанному в [6]. Пространственное разделение зондирующих пучков в фокальной плоскости фокусирующего объектива обеспечивалось за счет формирования в исходном пучке динамической интерференционной структуры с помощью перестраиваемого интерферометрического блока, выполненного по схеме интерферометра Майкельсона. Модуляция положения одного из зеркал интерферометрического блока с помощью электро-механического модулятора с частотой 200 Гц в сочетании с синхронным детектированием и последующей компьютерной обработкой измерительного сигнала позволяли измерять текущую разность фаз между зондирующими пучками со среднеквадратичной погрешностью не хуже 0.035 рад. В процессе сканирования исследуемых образцов анализировались зависимости дисперсии разности фаз зондирующих пучков от расстояния между ними в фокальной плоскости фокусирующего объектива. Расстояние между пучками связано с периодом интерференционной картины  $\Lambda$ , модулирующей исходный пучок, и фокусным расстоянием объектива

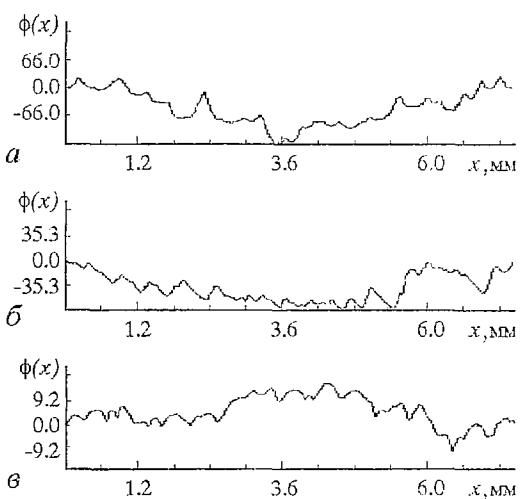


Рис. 1. Фрагменты одномерных реализаций  $\phi(x)$ , полученные в результате исследования образцов с помощью дифференциального микроинтерферометра: а - образец 1, б - образец 2, в - образец 6

следующим простым соотношением:  $|\Delta r| \equiv \lambda f / \Lambda$ . Значение  $\Lambda$  может изменяться путем настройки интерферометрического блока. По зависимостям дисперсии разности фаз от  $|\Delta r|$  восстанавливались эмпирические структурные функции  $D_\phi(\Delta r)$  для каждого исследуемого образца. На рис. 2 представлены полученные подобным образом зависимости  $D_\phi(\Delta r)$  для области изменения  $|\Delta r|$  от 0.5 до 10 мкм.

В соответствии с рис. 2, исследованные в работе образцы можно условно разделить на две группы, используя в качестве критерия классификации особенности поведения эмпирических структурных функций флуктуаций фазы. К первой группе можно отнести рассеиватели 1-3, демонстрирующие при контактных профилометрических измерениях относительно высокие значения  $\sigma_h$  и  $l_h$  (1-5 мкм и 30-60 мкм). Для образцов второй группы (4-6) свойственны существенно меньшие значения данных параметров (0.05-0.3 мкм и 15-25 мкм). Наличие корреляционной связи между значениями  $\sigma_h$  и  $l_h$ , на наш взгляд, связано с особенностями технологического процесса получения образцов.

В таблице представлены значения  $\nu_\phi$ , топотезы  $L_\phi$  и фрактальной размерности  $D$ , вычисленные для представленных на рис.2 структурных функций. Как правило, для образцов первой группы характерны более высокие значения  $\nu_\phi$  (1.32-1.43). Исключение составляет образец № 4, который по положению структурной функции может быть отнесен ко второй группе и в то же время демонстрирует аномально высокое (1.48) по сравнению с образцами 5 и 6 (1.18 и 1.16) значение  $\nu_\phi$ . Для данного образца характерно очень малое значение топотезы  $L_\phi$ . Для других рассеивателей значения  $L_\phi$  сопоставимы и не могут быть использованы в качестве критерия принадлежности образца к той или иной группе. Вычисленные по значениям  $\nu_\phi$  фрактальные размерности  $D$  одномерных реализаций  $\phi(x)$  находятся в интервале от 1.30 до 1.42; образцы второй группы (за исключением № 4) с более высокими значениями  $D$  близки к так называемым броуновским фрактальным поверхностям, порождаемым процессом Орнштейна - Уленбека с экспоненциальной автокорреляционной функцией [7].

Установка для анализа корреляционных свойств флуктуационного компонента интенсивности спекл-полей, образующихся в результате дифракции когерентных пучков на исследуемых рассеивателях, оптическая схема которой приведена на рис.3, аналогична описанной в [8]. Нестационарное спекл-поле формировалось в результате освещения исследуемого рассеивателя 4, равномерно

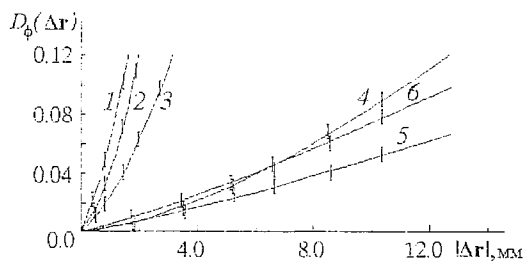


Рис. 2. Эмпирические структурные функции флуктуаций фазы граничного поля для исследованных в работе образцов (по результатам микроинтерферометрических измерений)

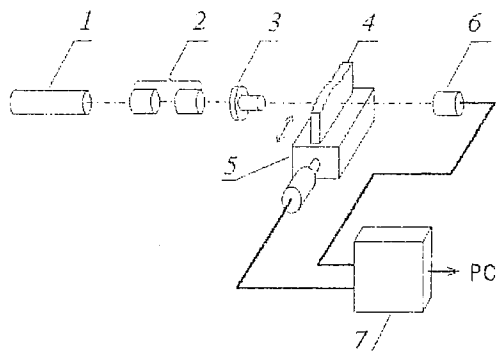


Рис. 3. Оптическая схема установки для исследования корреляционных свойств динамических спекл-полей: 1 - лазер (ЛГН-207), 2 - телескопическая система (8<sup>x</sup>), 3 - фокусирующий объектив (М-42), 4 - исследуемый образец, 5 - сканирующее устройство, 6 - ФЭУ, 7 - блок аналого-цифрового преобразователя. PC - персональный компьютер

движущегося в направлении, перпендикулярном оптической оси системы, расходящимся гауссовым пучком. Перемещение рассеивателя осуществлялось с помощью сканирующего устройства с шаговым приводом 5, управляемого от компьютера. В процессе сканирования производилась регистрация текущих значений интенсивности спекл-поля в параксиальной области дальней зоны дифракции с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 6 и блока аналого-цифровой обработки 7. Размер диафрагмы ФЭУ (200 мкм) был существенно меньше среднего размера спеклов в зоне регистрации. Используемые в эксперименте значения скорости сканирования рассеивателя и частоты опроса аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 1 обеспечивали величину шага дискретизации значений интенсивности 0.25 мкм. Размеры освещаемого участка рассеивателей ( $W \cong 0.3 + 0.4$  мм) при используемом в эксперименте расстоянии от объекта до плоскости регистрации ( $z \cong 1200$  мм) соответствовали критерию дальней зоны дифракции ( $\lambda z / W^2 \gg 1$ ). Одновременно выполнялось условие большого числа статистически независимых элементарных рассеивателей в пределах освещаемого участка [9] для всех исследованных в работе образцов. Освещающий пучок формировался оптическим блоком, состоящим из одномодового He-Ne лазера 1, телескопической системы - расширителя освещающего пучка 2 и фокусирующего объектива 3. Необходимо отметить, что используемые в эксперименте условия освещения рассеивателей (гауссов пучок с конечным радиусом кривизны волнового фронта) отличаются от рассмотренных при выводе соотношений между корреляционными экспонентами  $v_1$  и  $v_\phi$  (широкий коллимированный пучок с равномерным распределением амплитуды по сечению). Однако для используемой геометрии эксперимента пространственный спектр апертурной функции освещающего пучка является существенно более узкополосным, чем спектр флуктуаций фазы граничного поля, и его влиянием на флуктуационный компонент интенсивности в рассматриваемом при анализе  $D_1(\mathbf{r})$  диапазоне пространственных масштабов можно пренебречь.

По полученным при сканировании исследуемых образцов реализациям интенсивности (длина трассы сканирования составляла 20 мм) вычислялись значения структурной функции интенсивности  $D_1(\mathbf{r})$  в диапазоне изменения  $|\mathbf{r}|$  от 0.25 до 5 мкм, по которым затем с использованием метода наименьших квадратов оценивались значения  $v_1$ . Для малых амплитуд флуктуаций интенсивности значительную погрешность в оценку  $v_1$  могут вносить высокочастотные составляющие шумов измерительной аппаратуры, и прежде всего - близкий к  $\delta$ -коррелированному шум АЦП (в особенности при использовании в области малых  $|\mathbf{r}|$  небольшого числа отсчетов структурной функции интенсивности - порядка двух-трех отсчетов). В связи с этим значения корреляционного экспонента оценивались по двадцати отсчетам эмпирических структурных функций в области  $0.25 \text{ мкм} \leq |\mathbf{r}| \leq 5 \text{ мкм}$ .

В таблице приведены полученные подобным образом оценки величин  $v_1$  для всех исследованных образцов. Несмотря на довольно значительный разброс значений  $v_1$  относительно  $v_\phi$ , существует сильная корреляционная связь между этими величинами (выборочное значение коэффициента корреляции равно 0.73). Взаимный разброс величин  $v_1$  и  $v_\phi$  может быть обусловлен не только погрешностями определения этих величин в эксперименте, но также и отклонениями формы распределений значений фазы для рассеивателей от нормального закона, для которого  $v_1 = v_\phi$ .

Тем не менее, наблюдаемая в эксперименте корреляционная связь между этими величинами позволяет предложить данный подход в качестве основы методов экспресс-анализа структурных свойств оптически неоднородных объектов в области высоких пространственных частот (в частности, для описания топологий структуры фазовых объектов) путем оценки значений размерностей различных порядков [10] для реализаций интенсивности динамических спекл-полей при планировании исследуемого образца. Одним из наиболее перспективных направлений использования подобных методов исследования нам представляется лазерный мониторинг клеточных и внутриклеточных структур и биотканей [8].

Таблица

Значения корреляционных экспонентов  $\nu_\phi$ ,  $\nu_1$ , топотезы  $L_\phi$  и фрактальной размерности  $D$  для исследованных в работе образцов.

№ образца	$L_\phi^*$ , мкм	$D^{***}$	$\nu_\phi^*$	$\nu_1^{**}$
1	$5.1 \cdot 10^{-5}$	1.305	1.39	1.58
2	$1.33 \cdot 10^{-5}$	1.285	1.43	1.38
3	$4.04 \cdot 10^{-5}$	1.340	1.32	1.50
4	$2.53 \cdot 10^{-8}$	1.260	1.48	1.42
5	$1.91 \cdot 10^{-5}$	1.410	1.18	1.25
6	$4.16 \cdot 10^{-5}$	1.420	1.16	1.13

Примечания: \* - по результатам микроинтерферометрических измерений;  
 \*\* - из анализа структурной функции флуктуаций интенсивности спекл-поля;  
 \*\*\* - значения  $D$ , приведенные в таблице, определены по соответствующим величинам  $\nu_\phi$ .

Таким образом, в результате проведенного анализа взаимосвязи асимптотических характеристик структурных функций флуктуаций фазы граничного поля и интенсивности в дальней зоне дифракции для рассеивателей с гауссовой статистикой фазы установлено равенство значений их корреляционных экспонентов. Это позволяет предложить методику оценки фрактальной размерности структуры рассеивающих объектов путем определения аналогичной величины для флуктуационного компонента интенсивности рассеянного поля в дальней зоне при освещении рассеивателя широким когерентным пучком. В работе проведена апробация предложенной методики на образцах крупношероховатых стеклянных пластин, обладающих поверхностями с фрактальными свойствами.

*Работа выполнена в рамках гранта ГР-71 «Разработка физических основ лазерных измерительных систем с пространственно-модулированными пучками для анализа оптически неоднородных объектов» (программа «Физические основы измерительных систем»).*

### Библиографический список

1. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
2. Джейкмен Е. Рассеяние на фракталах. В кн.: Фракталы в физике. Труды VI международного симпозиума по фракталам в физике. М.: Мир, 1988. С.82.
3. Ангельский О.В., Магун И.И., Максимьяк П.П. и др. О возможностях оптической диагностики крупношероховатых поверхностей // Оптика и спектроскопия. 1991. Т.71, № 6. С.1021.
4. Church E.L. Fractal surface finish // Appl.Opt. 1988. Vol.27, № 8. P.1518.
5. Dainty J.C. Laser speckle and related phenomena // Topics in applied physics. Berlin, Springer, 1975. Vol.9.
6. See C.W., Appel R.K., Somekh M.G. Scanning differential optical profilometer for simultaneous measurement of amplitude and phase variation // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol.53, № 1. P.10.

7. Лидбеттер М., Ротсен Х., Линдгрен Т. Экстремумы случайных последовательностей и процессов. М.: Мир, 1989.

8. Зимняков Д.А., Тучин В.В., Утц С.Р. Исследование статистических свойств частично развитых спекл-полей применительно к диагностике структурных изменений кожи человека. Оптика и спектроскопия // 1994. Т.76, № 5. С. 838.

9. Kadono H., Asakura T., Takai N. Roughness and correlation length measurements of rough surface objects using the speckle contrast in the diffraction field // Optik. 1988. Vol.80, № 3. P.115.

10. Шустер Г. Детерминированный хаос: Введение. М.: Мир, 1988.

Саратовский государственный  
университет  
Институт проблем точной  
механики и управления РАН

Поступила в редакцию 5.04.95  
после переработки 31.07.95

## SPECKLE PATTERNS CORRELATION DIMENSION FOR FRACTAL-LIKE SCATTERERS

*D.A.Zimnyakov, V.V.Tuchin, A.A.Mishin, K.V.Larin*

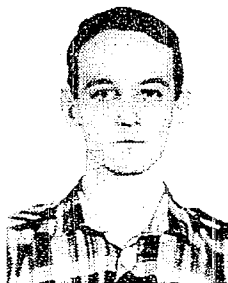
Two methods of the phase structure function parameters estimation for fractal-like scattering objects using coherent probing beam are discussed. One of them is based on the analysis of the angular dependences of the scattered field intensity and its derivative mean values. Another technique requires the evaluation of the structure function parameters for the far-zone speckles intensity fluctuations. The equality of the correlation dimensions of boundary field phase and fully developed speckles intensity fluctuations has been shown for the case of Gaussian phase random scatterers.

Experimental study of the Gaussian light beam scattering by the moving rough glass plates has shown the correlation between parameters of the boundary field phase and fully developed speckles intensity structure functions. This allows to propose this approach for the evaluation of the correlation and fractal dimensions of random phase scatterers.



*Зимняков Дмитрий Александрович* - родился в 1956 году в Саратове, окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1978). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в Московском институте приборостроения (1989) в области разработки методов и средств контроля материалов, веществ и изделий. Докторант кафедры оптики СГУ. Опубликовал более 30 научных статей. Область научных интересов - статистическая и корреляционная оптика и ее метрологические приложения.





*Мишин Алексей Александрович* - родился в 1970 году в Саратове, окончил физический факультет СГУ (1992). Младший научный сотрудник Института проблем точной механики и управления РАН. Им в соавторстве опубликовано 4 статьи по вопросам статистического анализа спекл-полей и биомедицинской оптики.



*Ларин Кирилл Владимирович* - родился в 1973 году в Вольске Саратовской области. В настоящее время является аспирантом кафедры оптики СГУ. В соавторстве опубликовал 3 статьи в области оптики спеклов, одна из которых в академическом журнале «Письма в ЖТФ».