

Анализ статистических характеристик спекл-структуры, формируемой рассеянным лазерным излучением от шероховатой оптической поверхности

Д. Г. Денисов, А. А. Патрикеева, А. Б. Морозов

Исследованы статистические характеристики поля, рассеянного контролируемой шероховатой оптической поверхностью, и определены выражения для контраста спекл-структуры в зависимости от степени монохроматичности излучения лазера ИК-интерферометра. Приведены результаты экспериментальных исследований макетного образца лазерного ИК-интерферометра, построенного по модифицированной функциональной схеме Тваймана–Грина, с рабочей длиной волны излучения $\lambda = 10,6$ мкм и сформулированы рекомендации по выбору его элементной базы.

Ключевые слова: крупногабаритная и шероховатая оптические поверхности, модель фазового экрана, спекл-структура, контраст интерференционных колец, когерентность лазерного излучения, рассеяние лазерного излучения.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-5-480-489

Большинство оптических шлифованных поверхностей при интерферометрическом контроле являются сильно шероховатыми по сравнению с длиной волны подсветки.

При когерентном освещении шероховатой поверхности, поле отражённого излучения оказывается состоящим из вкладов от большого числа различных рассеивающих точек (или площадок), совокупность которых представляет собой нормально развитую спекл-картину (см. рис. 1) [1–6].

Изображение отражающей оптической шероховатой поверхности, освещённой когерентным излучением, представляет собой сложную гранулярную структуру, не имеющую явной связи с микроскопическими свойствами освещаемой оптической поверхности.

Можно считать, что основной вклад в рассеяние вносят малые участки поверхности с

центрами в зеркально отражающих точках [1]. С увеличением радиусов кривизн микронеровностей шероховатой оптической поверхности и величины освещаемой области число вторичных излучателей уменьшается.

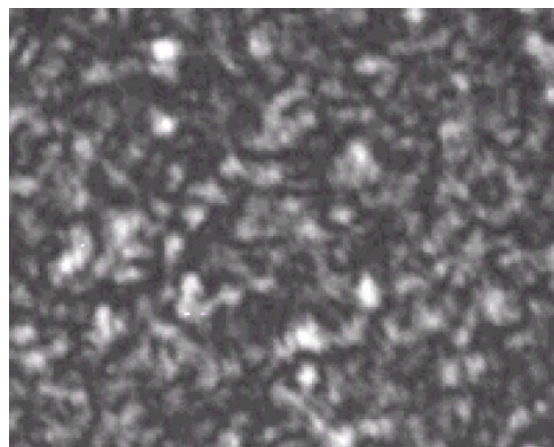


Рис. 1. Вид спекл-картины при освещении лазерным излучением шероховатой оптической поверхности

Волна, отражённая от такой оптической шероховатой поверхности, может быть представлена в виде суперпозиции большого числа элементарных волн, отражённых от малых участков поверхности, которые можно считать независимыми рассеивающими центрами.

Денисов Дмитрий Геннадьевич, доцент, к.т.н.

E-mail: denisov_dg@mail.ru

Патрикеева Анастасия Андреевна, аспирант.

Морозов Алексей Борисович, аспирант.

МГТУ им. Н. Э. Баумана.

Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

Статья поступила в редакцию 26 августа 2022 г.

© Денисов Д. Г., Патрикеева А. А., Морозов А. Б., 2022

Распространение отражённого излучения до области наблюдения приводит к тому, что в заданной точке наблюдения интерферируют рассеянные компоненты каждая со своей фазовой задержкой, в результате чего формируется гранулированная спекл-картина.

Свойства лазерной пятнистой или спекл-картины зависят от способа её образования. В соответствии с введённой в [1, 2] терминологией спекл-картину, наблюдаемую или регистрируемую на некотором расстоянии (обычно во френелевской зоне) от диффузно рассеивающей оптической поверхности, называют объективной, а формируемую в плоскости изображения оптической системы – субъективной (см. рис. 2).

На рис. 2 показан процесс формирования субъективной спекл-структуры при рассеянии когерентного излучения от оптической шероховатой поверхности. Видно, что между лу-

чами 4' и 5', один из которых отражается в области выступа, а другой в области впадины микрорельефа, существует некоторая разность пройденных расстояний $\Delta r = 2h(x, y)\sin\gamma$ или разность хода двух соответствующих волн. В результате эти волны в точке встречи F' приобретут разность фаз $\Delta\varphi = 2\pi\Delta r/\lambda$, от которой зависит степень усиления или ослабления интенсивности колебаний в точке F' (см. рис. 2).

Результирующая дифракционная картина (см. рис. 2) в плоскости регистрации будет определяться фазой отражённой от шероховатой поверхности электромагнитной волны, которая в свою очередь будет изменяться от рассеивателя (элементарной рассеивающей площадки) к рассеивателю из-за изменения высоты микронеровностей шлифованной поверхности.

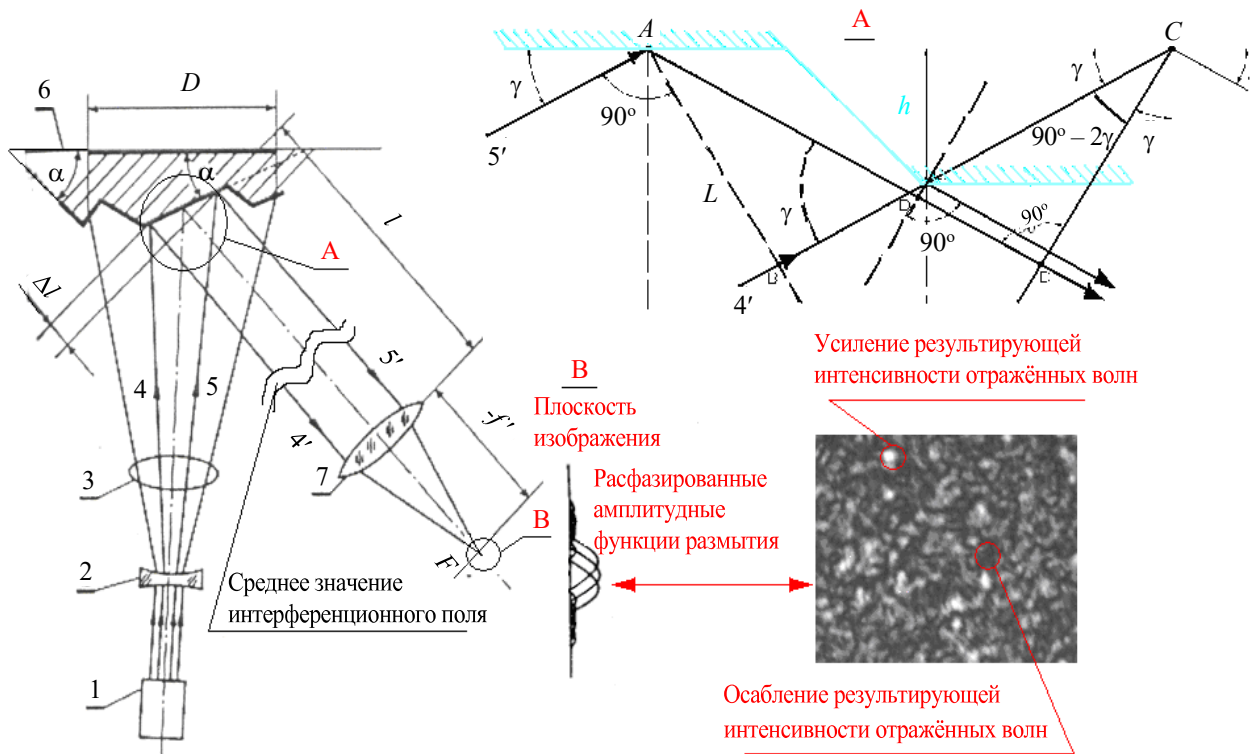


Рис. 2. Процесс образования субъективной спекл-структуры в плоскости изображения: 1 – источник излучения; 2, 3 – формирующая оптическая система осветительной ветви телевизионной системы; 4, 5 – «крайние» лучи подсветки шероховатой оптической поверхности; 6 – шероховатая оптическая поверхность; 7 – проекционная оптическая система системы видеорегистрации

Интерференционная картина, формируемая при контроле шлифованной оптической поверхности имеет также специфику, связанную с рассеянием когерентного лазерного из-

лучения на шероховатой поверхности и как следствие возникновением спекл-структуры (см. рис. 3). Наличие спекл-структуры в изображающей плоскости интерферометра Твай-

мана–Грина ухудшает качество изображения регистрируемой интерферограммы.

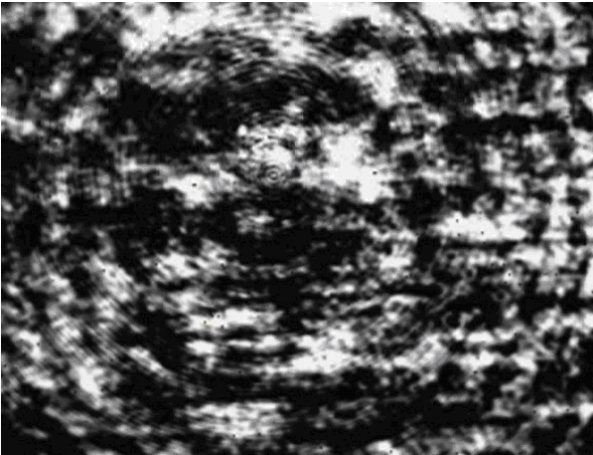


Рис. 3. Интерференционная картина зашумлённая спекл-структурой

Видно, что (см. рис. 3) в изображении интерференционной картины проявляются флуктуации интенсивности в той или иной степени. Математический анализ поля рассеянного шероховатой поверхностью проводится по ансамблю поверхностей, в результате чего к процессу формирования спекл – структуры необходимо подходить с позиции статистического анализа.

Формируемая в интерференционном изображении спекл-структура проявляется в виде вытянутого пятна, которое характеризуется продольным и поперечным размерами [1].

Важной характеристикой спекл-структуры, позволяющей оценивать качество интерференционного изображения, является её контраст [1, 2, 6].

При условии монохроматичности излучения, под контрастом спекл-структуры согласно [1, 2] принято понимать отношение среднееквадратического значения флуктуаций интенсивности в спекл-структуре к среднему значению интенсивности (в пределах интерференционных колец (полос)) [1]:

$$C_{SM} = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}, \quad (1)$$

где σ_I – среднееквадратическое значение флуктуаций интенсивности; $\langle I \rangle$ – среднее значение интенсивности (в пределах интерференционных колец (полос)).

Для нахождения контраста спекл-структуры, необходимо определить моменты поля высшего порядка, рассеянного шероховатой поверхностью, а именно получить выражения для таких статистических характеристик поля, как среднееквадратического значения флуктуаций интенсивности и среднего значения интенсивности. Нахождению этих статистических характеристик посвящена данная работа.

В большинстве практически реализуемых ситуаций микронеровности оптических шероховатых поверхностей имеют небольшой абсолютный размер, поэтому при рассеянии плоской монохроматической волны такой поверхностью модулируется только фаза волны, а амплитуда остаётся неизменной.

Тогда математически задача образования спекл-структуры может быть сведена к анализу процесса дифракции плоской монохроматической волны

$$U_0(x, y, z) = \exp(-ikz), \quad (2)$$

на безграничном фазовом экране [3, 4].

Ранее было показано (1), что в качестве оценочной характеристики влияния спекл-структуры на качество интерференционного изображения целесообразно использовать контраст спекл-структуры.

Для нахождения контраста спекл-структуры, необходимо определить флуктуации интенсивностей (числитель выражения (1)) возникающие при отражении от случайного хаотического фазового экрана с нулевым средним, т. е. необходимо знание моментов поля высших порядков. А для нахождения среднего значения интенсивности (знаменатель выражения (1)) необходимо определить момент поля первого порядка (среднее значение) на некотором удалении Z от фазового экрана.

Запишем выражение для среднего значения интенсивности в пределах интерференционных колец (полос) $\langle I \rangle$:

$$\langle I(\bar{\rho}) \rangle = \langle U(\bar{\rho})U^*(\bar{\rho}) \rangle \quad (3)$$

где $\bar{\rho} = x - y$, $U(\bar{\rho})$ и $U^*(\bar{\rho})$ – комплексная амплитуда нормально падающей плоской электромагнитной волны, прошедшей фазовый экран, и её комплексно сопряжённая величина [4], определены соотношениями

$$\begin{aligned}
 U(\bar{\rho}) &= \frac{ke^{ikz}}{2\pi iz} \int U(\bar{\rho}_1) \exp\left[ik \frac{((\bar{\rho}) - (\bar{\rho}_1))^2}{2z} \right] \exp[2ikh(x, y)] d\bar{\rho}_1 \\
 U^*(\bar{\rho}) &= -\frac{ke^{ikz}}{2\pi iz} \int U^*(\bar{\rho}_2) \exp\left[ik \frac{((\bar{\rho}) - (\bar{\rho}_2))^2}{2z} \right] \exp[2ikh^*(x, y)] d\bar{\rho}_2
 \end{aligned} \tag{4}$$

В итоге выражение для среднего значения интенсивности имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \langle I(\bar{\rho}) \rangle &= \langle U(\bar{\rho})U^*(\bar{\rho}) \rangle = \frac{k^2}{(2\pi z)^2} \iint U(\bar{\rho}'_1)U^*(\bar{\rho}'_2) \exp\left\{ \frac{ik}{2z} \left[2\bar{\rho}(\bar{\rho}'_2 - \bar{\rho}'_1) + ((\bar{\rho}'_1)^2 - (\bar{\rho}'_2)^2) \right] \right\} \times \\
 &\times \exp\left[2ik(h(x, y) + h^*(x, y)) \right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2.
 \end{aligned} \tag{5}$$

Следует подчеркнуть, что среднее значение интенсивности $\langle I(\bar{\rho}) \rangle$, так же как и функция когерентности остаются неизменными при удалении от плоскости $Z=0$ для статистически однородного фазового экрана и плоской падающей волны [4].

Для нахождения среднеквадратичного значения флуктуаций интенсивности σ_I (числителя (1)) в спекл-структуре необходимо перейти от анализа момента поля первого порядка (5), (среднего поля) к рассмотрению моментов поля четвёртого порядка, точнее говоря, к рассмотрению корреляционной функции четвёртого порядка.

По определению корреляционная (автокорреляционная) функция комплексного поля $h(r) = X(r) + iY(r)$ записывается в виде:

$$\begin{aligned}
 \psi_h(r_1, r_2) &\equiv \langle h(r_1)h^*(r_2) \rangle = \\
 &= \langle h(r_1)h^*(r_2) \rangle - \langle h(r_1) \rangle \times \langle h^*(r_2) \rangle.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Положив $r_1 = r_2 = r$, получим дисперсию в точке r :

$$\sigma_h^2(r) \equiv \left| \langle h(r) \rangle \right|^2 = \sigma_X^2 + \sigma_Y^2. \tag{7}$$

Запишем выражение для корреляционной функции флуктуаций интенсивности при дифракции плоской волны на бесконечном плоском хаотическом фазовом экране. Этот случай полностью аналогичен картине дифракции плоской волны на плоском (в среднем плоском) объекте при её нормальном падении на объект. В этом случае фазовая модуляция падающей волны хаотичным фазовым экраном эквивалентна модуляции излучения за счёт вариации набегов фаз при прохождении излучения в углубления микронеровностей объекта.

Тогда для корреляционной функции флуктуаций интенсивности можно записать [4, 6]

$$\begin{aligned}
 \psi_I(\bar{\rho}) &= \langle I(\bar{\rho}_1)I(\bar{\rho}_2) \rangle = \\
 &= \langle U(\bar{\rho}_1)U^*(\bar{\rho}_1)U(\bar{\rho}_2)U^*(\bar{\rho}_2) \rangle
 \end{aligned} \tag{8}$$

где $U(\bar{\rho})$ – поле, рассеянное шероховатой поверхностью, при нормальном падении на неё плоской электромагнитной волны, в приближении Френеля совпадающее с выражением для поля волны, прошедшей случайный фазовый экран.

Используя (8), запишем выражения для комплексно сопряжённых полей:

$$\left\{ \begin{aligned} U(\bar{\rho}_1) &= \frac{k \exp(ikz)}{2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{\rho}'_1) \exp \left[\frac{ik(\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}'_1)^2}{2z} + ih(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_1) \right] d\bar{\rho}'_1 \\ U^*(\bar{\rho}_1) &= \frac{k \exp(-ikz)}{-2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{\rho}'_2) \exp \left[\frac{-ik(\bar{\rho}_1 - \bar{\rho}'_2)^2}{2z} + ih^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_2) \right] d\bar{\rho}'_2 \\ U(\bar{\rho}_2) &= \frac{k \exp(ikz)}{2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{\rho}'_3) \exp \left[\frac{ik(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}'_3)^2}{2z} + ih(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_3) \right] d\bar{\rho}'_3 \\ U^*(\bar{\rho}_2) &= \frac{k \exp(-ikz)}{-2\pi iz} \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{\rho}'_4) \exp \left[\frac{-ik(\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}'_4)^2}{2z} + ih^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_4) \right] d\bar{\rho}'_4. \end{aligned} \right. \quad (9)$$

Тогда, подставив (9) в (8), получим

$$\begin{aligned} \psi_I(\bar{\rho}) &= \langle I(\bar{\rho}_1) I(\bar{\rho}_2) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \langle U(\bar{\rho}'_1) U^*(\bar{\rho}'_2) U(\bar{\rho}'_3) U^*(\bar{\rho}'_4) \rangle \times \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left[2\bar{\rho}_1(\bar{\rho}'_2 - \bar{\rho}'_1) + 2\bar{\rho}_2(\bar{\rho}'_4 - \bar{\rho}'_3) + (\bar{\rho}'_1{}^2 - \bar{\rho}'_2{}^2) + (\bar{\rho}'_3{}^2 - \bar{\rho}'_4{}^2) \right] \right\} \times \\ &\times \left[\exp i \{ h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_1) + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_2) + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_3) + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_4) \} \right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2 d\bar{\rho}'_3 d\bar{\rho}'_4. \end{aligned} \quad (10)$$

Для стационарного процесса ($\bar{\rho}_1 = \bar{\rho}_2 = 0$ в (10)), дисперсия флуктуаций интенсивности, будет определяться следующим выражением [4]

$$\begin{aligned} \sigma_I^2 &= \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \langle U(\bar{\rho}'_1) U^*(\bar{\rho}'_2) U(\bar{\rho}'_3) U^*(\bar{\rho}'_4) \rangle \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left[(\bar{\rho}'_1{}^2 - \bar{\rho}'_2{}^2) + (\bar{\rho}'_3{}^2 - \bar{\rho}'_4{}^2) \right] \right\} \times \\ &\times \left[\exp i \{ h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_1) + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_2) + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_3) + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_4) \} \right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2 d\bar{\rho}'_3 d\bar{\rho}'_4. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражение для контраста спекл-структуры (1) с учётом полученных выражений для среднего значения интенсивности в пределах интерференционных колец (полос) (5) и дисперсии флуктуаций интенсивности (11), принимает следующий вид

$$\begin{aligned} C_{SM} &= \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{\sqrt{\left(\frac{k}{2\pi z} \right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \langle U(\bar{\rho}'_1) U^*(\bar{\rho}'_2) U(\bar{\rho}'_3) U^*(\bar{\rho}'_4) \rangle \times \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left[(\bar{\rho}'_1{}^2 - \bar{\rho}'_2{}^2) + (\bar{\rho}'_3{}^2 - \bar{\rho}'_4{}^2) \right] \right\}}}{\frac{k^2}{(2\pi z)^2} \int_{-\infty}^{\infty} U(\bar{\rho}'_1) U^*(\bar{\rho}'_2) \exp \left\{ \frac{ik}{2z} \left[2\bar{\rho}(\bar{\rho}'_2 - \bar{\rho}'_1) + ((\bar{\rho}'_1)^2 - (\bar{\rho}'_2)^2) \right] \right\}} \times \\ &\times \frac{\sqrt{\left[\exp i \{ h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_1) + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_2) + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_3) + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_4) \} \right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2 d\bar{\rho}'_3 d\bar{\rho}'_4}}{\exp \left[2ik(h(x, y) + h^*(x, y)) \right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для вычисления контраста по (12) заметим, что согласно [4] в случае падения плоской монохроматической волны единичной амплитуды на неоднородную среду, функцию

когерентности четвёртого порядка можно записать в виде:

$$\Gamma_4 = \langle U(\bar{\rho}'_1) U^*(\bar{\rho}'_2) U(\bar{\rho}'_3) U^*(\bar{\rho}'_4) \rangle = 1. \quad (13)$$

Тогда выражение для дисперсии флуктуаций интенсивности (11) несколько упрощается

$$\sigma_I^2 = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \exp\left\{\frac{ik}{2z}\left[(\bar{\rho}_1^2 - \bar{\rho}_2^2) + (\bar{\rho}_3^2 - \bar{\rho}_4^2)\right]\right\} \times \left[\exp i\left\{h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_1') + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2') + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3') + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}_4')\right\}\right] d\bar{\rho}_1' d\bar{\rho}_2' d\bar{\rho}_3' d\bar{\rho}_4'. \quad (14)$$

Аналогично условию (13) можно записать выражение для среднего значения интенсивности поля на фазовом экране $z = 0$ (в среднем плоском фазовом экране)[4]:

$$\langle I(\bar{\rho}) \rangle = \langle U(\bar{\rho})U^*(\bar{\rho}) \rangle = |\exp(ikz)|^2 = 1. \quad (15)$$

Условие (15) соответствует непоглощающим экранам. Согласно [4] падающая волна

$U_0(x, y, z) = \exp(-ikz)$ единичной интенсивности (15) порождает за экраном волну с той же средней интенсивностью.

Тогда, выражение для среднего значения интенсивности поля, отражённого от случайного фазового экрана, при падении плоской монохроматической волны единичной амплитуды, примет вид

$$\langle I(\bar{\rho}) \rangle = \langle U(\bar{\rho})U^*(\bar{\rho}) \rangle = \frac{k^2}{(2\pi z)^2} \int \int U(\bar{\rho}_1')U^*(\bar{\rho}_2') \exp\left\{\frac{ik}{2z}\left[2\bar{\rho}(\bar{\rho}_2' - \bar{\rho}_1') + ((\bar{\rho}_1')^2 - (\bar{\rho}_2')^2)\right]\right\} \times \exp\left[2ik\left(h(x, y) + h^*(x, y)\right)\right] d\bar{\rho}_1' d\bar{\rho}_2' = 1. \quad (16)$$

Выражение для контраста спекл – структуры, с учётом введённых допущений (13), (16), запишется в виде

$$C_{SM} = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \sigma_I = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \sqrt{\int \int \int \int \exp\left\{\frac{ik}{2z}\left[(\bar{\rho}_1^2 - \bar{\rho}_2^2) + (\bar{\rho}_3^2 - \bar{\rho}_4^2)\right]\right\} \times \exp\left[i\left\{h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_1') + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2') + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3') + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}_4')\right\}\right] d\bar{\rho}_1' d\bar{\rho}_2' d\bar{\rho}_3' d\bar{\rho}_4'}. \quad (17)$$

Тем не менее, в общем случае получить аналитическое решение для вычисления контраста спекл-структуры (17) не удаётся, поскольку необходимо знание вероятностного распределения неоднородностей (параметров шероховатости) на поверхности случайного фазового экрана. Поэтому необходимо принять определённую статистику распределения флуктуаций фазы.

На основании центральной предельной теоремы статистика рассеянного поля будет гауссовой, если поле есть результат когерентного сложения многих компонент с независимыми случайными фазами [43]. Данное утверждение справедливо для исследуемых оптических шероховатых поверхностей. Для обоснования этого утверждения был проведён

статический анализ распределений плотностей вероятностей высот микронеровностей на оптических шероховатых поверхностях (см. рис. 4).

Графически указанные распределения показаны на рис. 4 хорошо согласуется с нормальным распределением.

В этом случае, корреляционная функция интенсивности определится выражением [4]:

$$\psi_I(\bar{\rho}) = \exp(-2\sigma_\phi^2) \left\{ \exp\left[2\psi_\phi(\bar{\rho}) - 1\right] \right\}, \quad (18)$$

где $\psi_I(\bar{\rho})$ – корреляционная функция интенсивности; $\psi_\phi(\bar{\rho})$ – корреляционная функция фазовых флуктуаций; σ_ϕ^2 – дисперсия флуктуаций фазы.

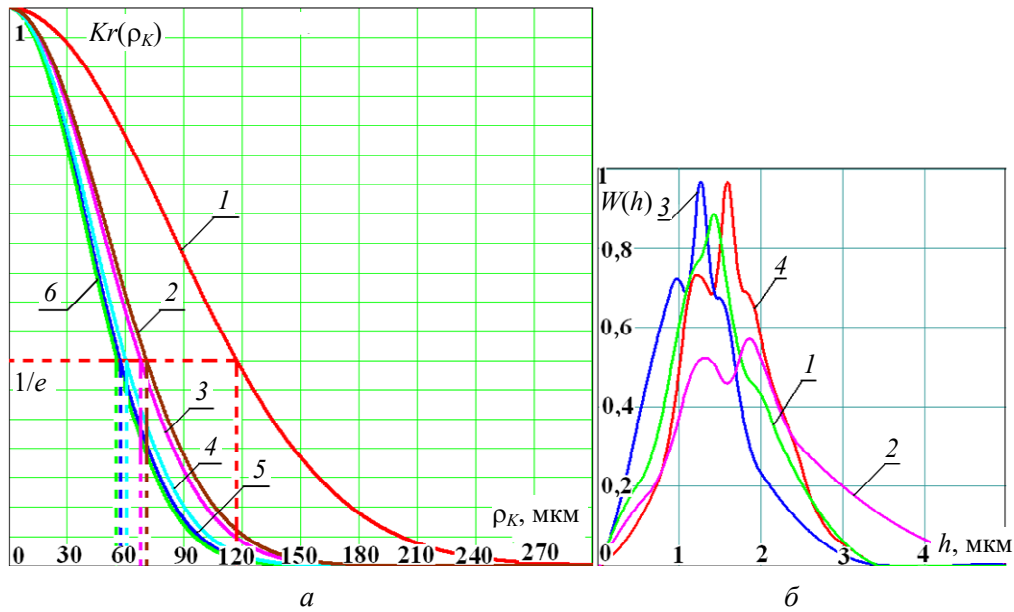


Рис. 4. Графики: а) – корреляционных функций профилей шероховатых оптических поверхностей, обработанных: 1 – полирующим порошком Regipol 990; 2 – абразивным микропорошком M14; 3 – абразивным микропорошком M28; 4 – абразивным микропорошком M40; 5 – абразивным шлифпорошком № 4; 6 – абразивным шлифпорошком № 5; б) – распределения плотностей вероятностей высот микронеровностей для профилей контролируемых шероховатых оптических поверхностей обработанных: 1 – абразивным шлифпорошком № 5; 2 – абразивным шлифпорошком № 4; 3 – абразивным микропорошком M28; 4 – абразивным микропорошком M40

Тогда контраст спекл-структуры (17) имеет вид

$$C_{SM} = \sqrt{1 - \exp(-2\sigma_\phi^2)}. \quad (19)$$

Принимая во внимание связь между дисперсиями флуктуаций фазы σ_ϕ^2 и флуктуаций (дисперсии), высот микронеровностей σ_h^2 (как показано в [5, 6] выражение для контраста спекл – структуры (19) при условии монохроматичности излучения преобразуется к виду [4]

$$C_{SM} = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \sqrt{1 - \exp\left(-2\left(\left(\frac{4\pi}{\lambda}\right)^2 \sigma_h^2\right)\right)} = \sqrt{1 - \exp\left\{-\frac{32\pi^2}{\lambda^2} \sigma_h^2\right\}}. \quad (20)$$

На рис. 5 показана графическая зависимость величины контраста спекл-структуры от отношения среднеквадратического отклонения величин высот микронеровностей к длине волны лазерного излучения построенная в соответствие с (20).

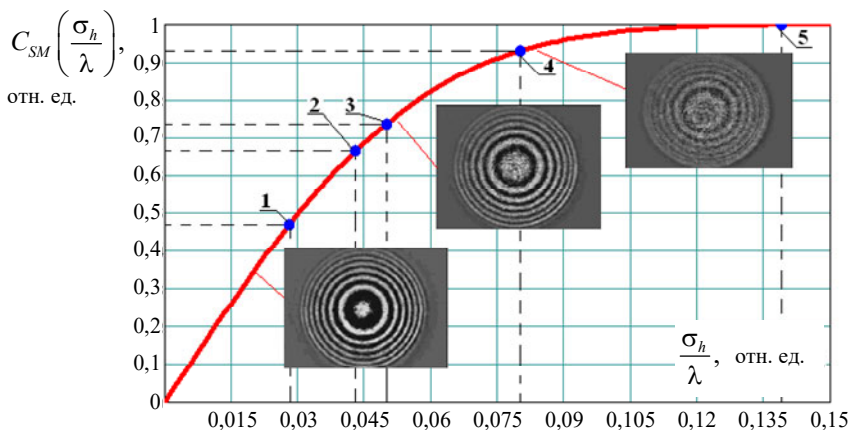


Рис. 5. График зависимости контраста спекл-структуры в интерференционной картине от параметра σ_h/λ (для нормального распределения СКО высот микронеровности шероховатой поверхности, обработанной: 1 – полиритом; 2 – абразивным порошком M10; 3 – абразивным порошком M28 ($\sigma_h/\lambda \approx 0,05$; $C_{SM}(\sigma_h/\lambda) \approx 0,7$); 4 – абразивным порошком M40 ($\sigma_h/\lambda \approx 0,08$; $C_{SM}(\sigma_h/\lambda) \approx 0,9$); 5 – абразивным порошком № 4 ($\sigma_h/\lambda \approx 0,14$; $C_{SM}(\sigma_h/\lambda) \approx 0,999$))

Анализ графика, представленного на рис. 5 показывает, что с увеличением характерного отношения σ_h/λ (на стадиях средне-грубого (абразивный шлифпорошок М40, $\sigma_h/\lambda = 0,08$) и грубого (абразивный шлифпорошок № 4, $\sigma_h/\lambda = 0,14$) шлифований) при фиксированной длине волны рабочего излучения $\lambda = 10,6$ мкм, происходит разрушение пространственной когерентности рассеянного излучения, что в свою очередь приводит к резкому возрастанию контраста спекл-структуры.

Несмотря на это контраст интерференционной картины, рассчитанный в соответствии с [*]

$$C = \frac{\langle I(x, y)_{\max} \rangle - \langle I(x, y)_{\min} \rangle}{\langle I(x, y)_{\max} \rangle + \langle I(x, y)_{\min} \rangle} = \exp\left(-8\pi^2 \left(\frac{\sigma_h}{\lambda}\right)^2\right), \quad (21)$$

где $\langle I(x, y)_{\max} \rangle$ и $\langle I(x, y)_{\min} \rangle$ – максимальное и минимальное средние значения распределения интенсивности в интерференционных кольцах в плоскости наблюдения; σ_h – среднеквадратическое отклонение высотного параметра на оптической шероховатой поверхности; λ – длина волны лазерного излучения; $\langle \rangle$ – статистическое усреднение по ансамблю поверхностей одного класса достигает уровня 0,3–0,5 (см. рис. 6), достаточного для обработки и расшифровки интерферограмм. Это означает, что уже на стадии средне-грубого шлифования можно начинать процесс интерференционного контроля.

Другой важной характеристикой спекл-структуры является отношение сигнал–шум в изображении.

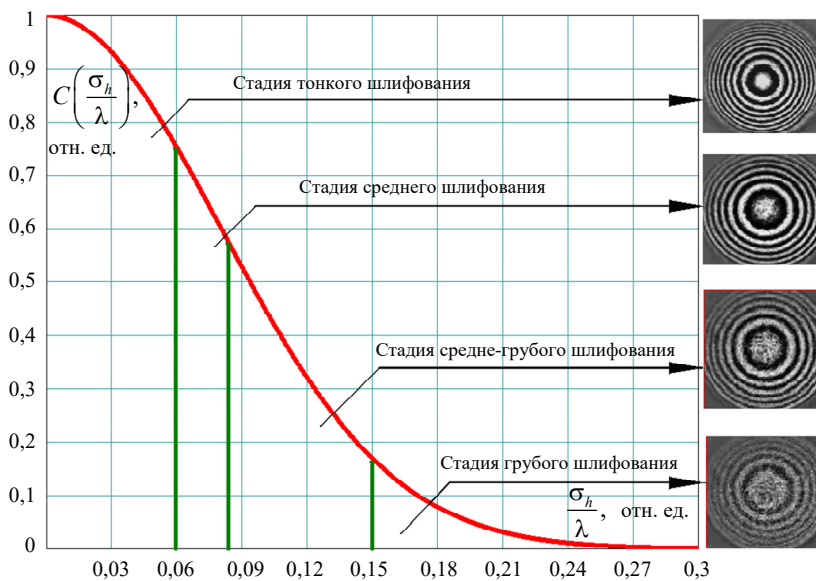


Рис. 6. График зависимости контраста интерференционных колец (для нормального распределения СКО высот микропрофиля шероховатой оптической поверхности) от параметра

Под отношением сигнал–шум (С/Ш) «спекл–картины» принято понимать [1] величину обратную контрасту и равную отноше-

нию среднего значения интенсивности к среднеквадратическому значению флуктуаций интенсивности:

$$\begin{aligned} \left(\frac{S}{N}\right)_s &= \\ &= \frac{k^2}{(2\pi z)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{\rho}'_1) U^*(\vec{\rho}'_2) \exp\left\{\frac{ik}{2z} \left[2\vec{\rho}'_2 \cdot (\vec{\rho}'_2 - \vec{\rho}'_1) + \left((\vec{\rho}'_1)^2 - (\vec{\rho}'_2)^2\right)\right]\right\} \\ &\times \frac{\int \int \int \int \langle U(\vec{\rho}'_1) U^*(\vec{\rho}'_2) U(\vec{\rho}'_3) U^*(\vec{\rho}'_4) \rangle \exp\left\{\frac{ik}{2z} \left[(\vec{\rho}'_1 - \vec{\rho}'_2) + (\vec{\rho}'_3 - \vec{\rho}'_4)\right]\right\}}{\sqrt{\exp\left\{i\left[h(\vec{\rho}'_1, \vec{\rho}'_1) + h^*(\vec{\rho}'_1, \vec{\rho}'_2) + h(\vec{\rho}'_2, \vec{\rho}'_3) + h^*(\vec{\rho}'_2, \vec{\rho}'_4)\right]\right\}}} \times \\ &\times \frac{\exp\left[2ik(h(x, y) + h^*(x, y))\right] d\vec{\rho}'_1 d\vec{\rho}'_2}{\sqrt{\exp\left\{i\left[h(\vec{\rho}'_1, \vec{\rho}'_1) + h^*(\vec{\rho}'_1, \vec{\rho}'_2) + h(\vec{\rho}'_2, \vec{\rho}'_3) + h^*(\vec{\rho}'_2, \vec{\rho}'_4)\right]\right\}}} d\vec{\rho}'_1 d\vec{\rho}'_2 d\vec{\rho}'_3 d\vec{\rho}'_4. \end{aligned} \quad (22)$$

Для падающей плоской монохроматической волны единичной амплитуды $U_0(x, y, z) = \exp(-ikz)$, с учётом полученного вывода о неизменности средней интенсивно-

сти при удалении от хаотического фазового экрана (в среднем плоского $Z = 0$) $Z > 0$, для отношения С/Ш согласно (15) можно, записать следующее выражение:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_S = \frac{1}{C_{SM}} = \frac{1}{\left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int \int \int \exp\left\{\frac{ik}{2z} [(\bar{\rho}_1^2 - \bar{\rho}_2^2) + (\bar{\rho}_3^2 - \bar{\rho}_4^2)]\right\} \times \dots}} \times \frac{1}{\sqrt{\left[\exp i\{h(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_1) + h^*(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}'_2) + h(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_3) + h^*(\bar{\rho}_2, \bar{\rho}'_4)\}\right] d\bar{\rho}'_1 d\bar{\rho}'_2 d\bar{\rho}'_3 d\bar{\rho}'_4}}. \tag{23}$$

Для фазового экрана с гауссовыми флуктуациями фазы, отношение С/Ш, с учётом (20) примет вид

$$\left(\frac{S}{N}\right)_S = \frac{1}{C_{SM}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \exp\left\{-\frac{32\pi^2}{\lambda^2} \sigma_h^2\right\}}}. \tag{24}$$

На рис. 7 показана графическая зависимость величины отношения сигнал–шум в изображении формируемой субъективной спекл-структуры от характерного отношения среднеквадратического отклонения величин высот микронеровностей к длине волны рабочего излучения в интерферометре.

отношение сигнал–шум в изображении интерференционной картины, полученной при интерферометрическом контроле оптических шлифованных поверхностей повышается при переходе от абразивного шлифовального порошка № 4 со средним размером зерна ≈ 47 мкм к микропорошку М28 со средним размером зерна ≈ 18 мкм. Данная тенденция объясняется тем, что оптическая поверхность на стадии среднего шлифования обладает меньшими светорассеивающими свойствами, а значит процесс разрушения пространственной когерентности рассеянного электромагнитного излучения такой оптической поверхностью будет проявляться в меньшей степени, чем, на стадии грубого шлифования.

Анализ графика на рис. 7 показывает, что

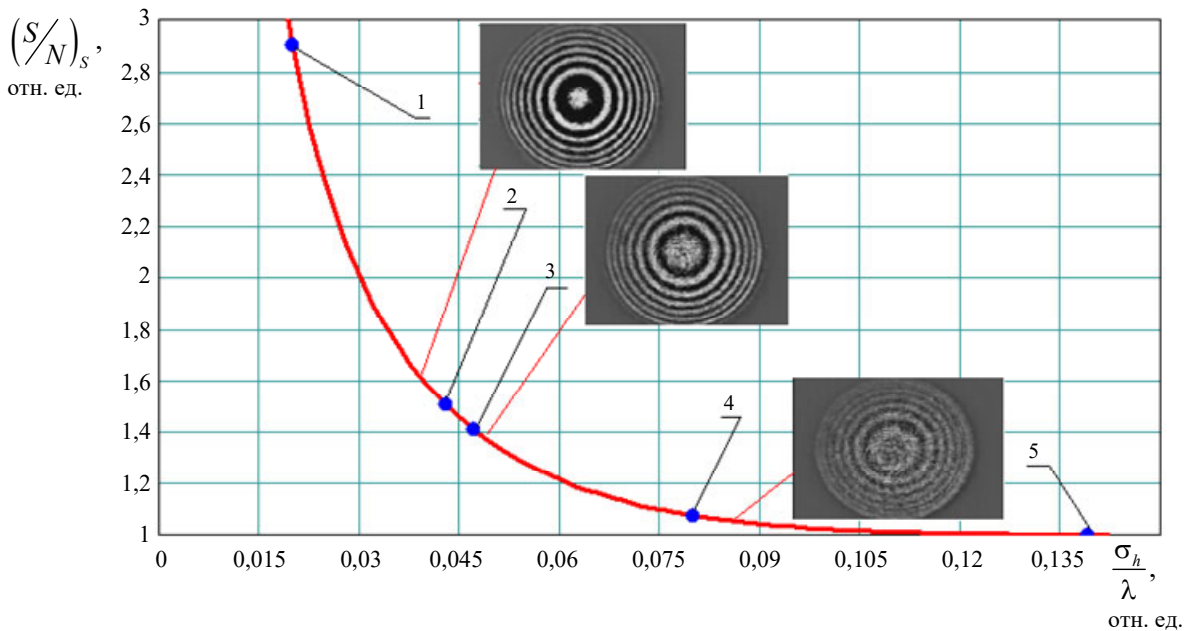


Рис. 7. График зависимости отношения сигнал–шум в спекл–картине от параметра σ_h/λ (для нормального распределения СКО высот микронеровности шероховатой поверхности, обработанной: 1 – полиритом; 2 – абразивным порошком M10; 3 – абразивным порошком M28; 4 – абразивным порошком M40; 5 – абразивным порошком № 4)

Проведённый в данной работе анализ, позволяет сделать вывод о том, что качество получаемых изображений интерференционных картин на стадии грубого и среднего шлифований ухудшается в результате разрушения пространственной когерентности рассеянного электромагнитного излучения и, как следствие, образования спекл-структуры в изображениях.

Таким образом, качество изображений интерферограмм, получаемых при контроле оптических поверхностей на этих стадиях шлифования, требует специальных мер обеспечивающих уменьшение контраста спекл-структур и повышения отношения сигнал/шум в регистрируемом изображении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goodman J. W. Speckle phenomena in optics: theory and applications. – Colorado: Roberts and Company, 2006.
2. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: Мир, 1980.
3. Гудмен Дж. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Часть II. – М.: Наука, 1966.
5. Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. – Norwood: Pergamon Press, ARTECH HOUSE, 1987.
6. Денисов Д. Г., Карасик В. Е. // Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Серия Приборостроение. 2011. № 2 (83). С. 36.

PACS: 03.65.Nk

Analysis of statistical characteristics of the speckle structure, generated by scattered laser radiation from a rough optical surface

D. G. Denisov, A. A. Patrikeeva, and A. B. Morozov

Bauman Moscow Technical University
5 2-nd Baumanskaya st., Moscow, 105005, Russia
E-mail: denisov_dg@mail.ru

Received August 26, 2022

Statistical characteristics of the field scattered by a controlled rough optical surface are investigated and expressions for the contrast of the speckle structure are determined depending on the degree of monochromaticity of the IR interferometer laser radiation. The results of experimental studies of a mock-up sample of a laser IR interferometer constructed according to a modified Twyman–Green functional scheme with an operating wavelength of radiation $\lambda = 10.6$ microns are presented and recommendations on the choice of its element base are formulated.

Keywords: large-sized and rough optical surfaces, phase screen model, speckle structure, contrast of interference rings, coherence of laser radiation, scattering of laser radiation.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-5-480-489

REFERENCE

1. J. W. Goodman, *Speckle phenomena in optics: theory and applications*. (Roberts and Company, Colorado, 2006).
2. M. Franson, *Optics specklov*. (MIR, Moscow, 1980).
3. J. Goodman, *Statistical Optics*. (Mir, Moscow, 1988).
4. S. M. Rytov, *Introduction to statistical radiophysics. Random fields*. Part II. (Nauka, Moscow, 1966).
5. P. Beckmann and A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface*. (Pergamon Press, ARTECH HOUSE, Norwood, 1987).
6. D. G. Denisov and V. E. Karasik, *Bulletin of the Bauman Moscow State Technical University. Instrumentation series*, No. 2 (83), 36 (2011).