

07

© 1991 г.

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С. С. Ульянов

Приведены результаты решения задачи дифракции гауссовых пучков на шероховатой поверхности методом малых возмущений. Используя формальное разделение спектра пространственных частот процесса, описывающего профиль поверхности, на низкочастотный и высокочастотный компоненты, в структуре рассеянной волны проведено разделение на зеркальную и случайную составляющие, взаимодействие которых описывается интерференционным уравнением. В приближении дифракции Фраунгофера сформулировано уравнение динамического рассеяния гауссовых пучков с малыми размерами перетяжки на шероховатой поверхности. Проведен анализ особенностей образования слабо развитых спекл-структур. Результаты теоретического анализа сопоставлены с экспериментальными результатами, показано их соответствие. Полученные соотношения и предложенная методика эксперимента могут быть положены в основу метода определения качества поверхности и измерения ее профиля.

Исследованию динамики развитого спекл-поля, характеризующегося большой глубиной амплитудной и фазовой модуляции, посвящено большое число работ (см., например, [1, 2]). Методы, основанные на динамике развитых спекл-структур, используются при определении параметров движения рассеивающих тел (скорости движения, величины смещения поверхности и пластических деформаций), но не могут быть использованы для определения структуры поверхности.

При рассеянии сфокусированных лазерных пучков с малыми размерами перетяжки (сравнимыми с длиной волны) рассеянное поле приобретает следующие характерные черты: малая глубина амплитудной модуляции рассеянной волны и наличие в спекл-поле зеркального компонента; спекл-поле статистически неоднородно.

Несмотря на то что сфокусированные лазерные пучки нашли широкое применение в измерительной технике [3, 4], систематический анализ динамического рассеяния таких пучков не проводился.

В настоящей работе исследованы особенности динамического рассеяния сфокусированного лазерного пучка на поверхности с высотами неоднородностей, сравнимыми с длиной волны света, а также установлена функциональная связь между изменением интенсивности рассеянной волны и профилем поверхности при сканировании сфокусированным пучком по этой поверхности.

Рассмотрим нормальное падение на изотропную шероховатую поверхность гауссова пучка вида [1]

$$U(x, y, z) = U_0 \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp(-i\varphi), \quad (1)$$

где U_0 — максимум поля на оси перетяжки пучка, w_0 — радиус перетяжки, $w = w_0 [1 + (z/a)^2]^{1/2}$ — радиус пучка на расстоянии z от перетяжки, $\varphi = 2 \times \pi z + (\pi \cdot (x^2 + y^2)/\rho)$ — фаза поля, $a = \pi w_0^2$, $\rho = z [1 + (a/z)^2]$, а все линейные размеры нормированы на длину волны света λ .

При этом полагаем, что плоскость совпадает с подстилающей [5] плоскостью (x_1, y_1) рассеивающей поверхности.

Если длина корреляции профиля существенно превышает размеры пере-тяжки, то величина отклонения поверхности $\xi(x_1, y_1)$ от подстилающей плоско-сти (определенная в длинах волн света λ) мала по сравнению с 1 на расстояниях порядка $2w_0$. Тогда для определения дифрагированного поля U_R можно восполь-

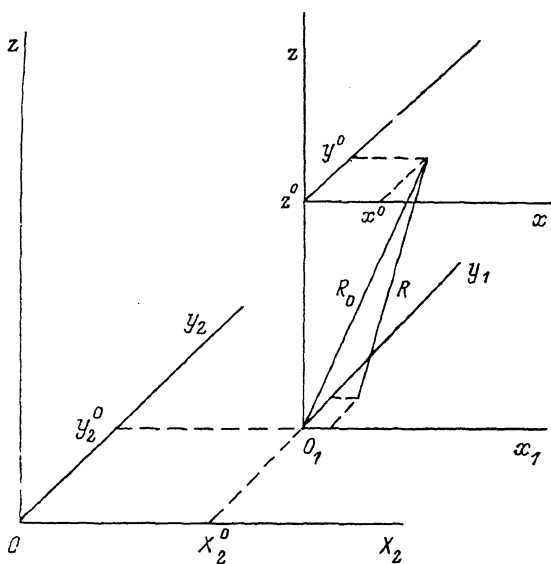


Рис. 1. К рассеянию сфокусированных лазерных пучков на шероховатой поверхности.

зваться методом малых возмущений в приближении однократного рассеяния [5]

$$U_R(x, y, z) = -i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0 [-1 + 4\pi i \xi(x_1, y_1)] \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \times \times \frac{\exp(2\pi i R)}{R} \frac{z}{R} dx_1 dy_1, \quad (2)$$

где $R = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$ (рис. 1).

Представим процесс $\xi(x_1, y_1)$, описывающий профиль поверхности, в виде

$$\xi(x_1, y_1) = H(x_1, y_1) + h(x_1, y_1),$$

где $H(x_1, y_1)$ — низкочастотная составляющая процесса с шириной спектра пространственных частот, много меньшей $(2 \cdot w_0)^{-1}$, а $h(x_1, y_1) \ll 1$ — высокочастотная составляющая, тогда рассеянное поле можем записать в форме

$$U_R(x, y, z) = U_1(x, y, z) + U_2(x, y, z), \quad (3)$$

где

$$U_1(x, y, z) = -i \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0 [-1 + 4\pi i H(x_1, y_1)] \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \times \times \frac{\exp(2\pi i R)}{R} \frac{z}{R} dx_1 dy_1, \quad (4)$$

$$U_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0 4\pi h(x_1, y_1) \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \frac{\exp(2\pi i R)}{R} \frac{z}{R} dx_1 dy_1. \quad (5)$$

Первое слагаемое в (3) соответствует геометрическому отражению гауссова пучка от наклонной плоскости и может быть записано в виде

$$U_1(x, y, z) \approx \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \left(1 - \frac{2x}{w^2} \delta x - \frac{2y}{w^2} \delta y + \frac{4xy}{w^2} \delta x \delta y + \right. \\ \left. + \frac{2}{w^2} \left(\frac{2x^2}{w^2} - 1\right) \frac{\delta x^2}{2} + \frac{2}{w^2} \left(\frac{2y^2}{w^2} - 1\right) \frac{\delta y^2}{2}\right) \exp(i(\varphi + \delta\varphi)), \quad (6)$$

где

$$\delta x = -z \frac{dH(x_1=0, y_1=0)}{dx_1} \left(1 + \frac{x^2}{z^2}\right),$$

$$\delta y = -z \frac{dH(x_1=0, y_1=0)}{dy_1} \left(1 + \frac{y^2}{z^2}\right),$$

$$\delta\varphi = \left(-2x \frac{dH(x_1=0; y_1=0)}{dx_1} - 2y \frac{dH(x_1=0, y_1=0)}{dy_1}\right) \left(2\pi - \pi \frac{x^2 + y^2}{z^2}\right).$$

Амплитудный множитель в (6) представляет собой разложение в ряд Тейлора функции $|U|$, определяемой соотношением (1), в котором оставлены члены не выше второго порядка малости.

Второй член U_2 в (3) определяет образование спекл-поля (случайный характер рассеянного поля обусловлен присутствием в (5) случайного процесса $h(x_1, y_1)$) и может быть записан в дальнейшей зоне дифракции (при выполнении условия $Q = (x/R_0 + y/R_0) \cdot w_0 \ll 1$) в виде интеграла Фраунгофера

$$U_2(x, y, z) = C \exp(2\pi i R_0) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x_1, y_1) \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \times \\ \times \exp\left(-2\pi i \left(\frac{x}{R_0} x_1 + \frac{y}{R_0} y_1\right)\right) dx_1 dy_1, \quad (7)$$

где $C = 4\pi U_0(z/R_0)$.

Рассмотрим теперь динамику дифрагированного светового поля при сканировании гауссова пучка по рассеивающей поверхности. При смещении пучка относительно поверхности рассеянное поле в системе координат (x_2, y_2, z) , связанной с неподвижной поверхностью, описывается соотношением

$$U(x_2, y_2, z) \approx U_1(x_2, y_2, x^0, y^0, z, \delta x, \delta y) + C \exp(2\pi i R_0) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \cdot \exp\left(-2\pi i \left(\frac{x^0}{R_0} x_1 + \frac{y^0}{R_0} y_1\right)\right) dx_1 dy_1, \quad (8)$$

где $U_1(x_2, y_2, x^0, y^0, z, \delta x, \delta y)$ определяется уравнением (6),

$$\delta x \approx z \frac{dH(x_2, y_2)}{dx^2} \left(1 + \frac{(x^0)^2}{z^2}\right),$$

$$\delta y \approx z \frac{dH(x_2, y_2)}{dy^2} \left(1 + \frac{(y^0)^2}{z^2}\right),$$

$$\delta\varphi \approx \left(-2x^0 \frac{dH(x_2, y_2)}{dx^2} - 2y^0 \frac{dH(x_2, y_2)}{dy^2}\right) \left(2\pi - \pi \frac{[(x^0)^2 + (y^0)^2]}{z^2}\right),$$

x^0, y^0, z^0 — координаты точки наблюдения поля рассеянной волны в движущейся системе координат, связанной с пучком (рис. 1).

Выражение для интенсивности рассеянной волны тогда примет вид интерференционного уравнения

$$I(x_2, y_2, z) \approx |U_1|^2 + 2|U_1| \cdot |U_2^0| \cos(\psi - \delta\varphi) + |v_2^0|^2, \quad (9)$$

где $|U_2^0|$ — модуль и фаза комплексной случайной величины,

$$C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) \exp\left(-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right) \times \\ \times \exp\left(-2\pi i \left(\frac{x^0}{R_0} x_1 + \frac{y^0}{R_0} y_1\right)\right) dx_1 dy_1. \quad (10)$$

Таким образом, из (9) с учетом (6), (7) следует, что в общем случае изменение интенсивности рассеянной волны связано со случайным процессом, описывающим профиль поверхности интегродифференциальным нелинейным уравнением. Отметим, что если размеры перетяжки малы по сравнению с длиной корреляции этого процесса, то в (9) остается только безинерционный член $|U_1|^2$, который является линейным в точках $x=0$, $y=(1/2)w(z)$ и $y=(1/2)w(z)$, $y=0$ в подвижной системе координат x , y , z и квадратичным в точке $x=0$, $y=0$.

Анализ уравнений (7) и (9) позволяет выявить в динамике спекл-поля ряд особенностей.

а) В центральной области дифракционной картины (т. е. при малых значениях параметра $Q \ll 1$) отсутствует спекл-модуляция поля. При $Q \sim 0.1$ в (7) начинает проявляться зависимость U от x и y (вследствие увеличения в плоскости $z=0$ глубины амплитудной модуляции, которая затем переходит в амплитудно-фазовую модуляцию рассеянного поля), поэтому спекл-модуляция развивается на больших углах рассеяния. Однако с увеличением угла рассеяния интенсивность рассеянного поля падает пропорционально $\sim \exp(-2(x^2 + y^2/w^2))$, что приводит к образованию в случайном спекл-поле «кольцевых» структур (рис. 2). При смещении освещающего пучка по поверхности должно наблюдаться мерцание всей центральной области в целом, поскольку

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x_2 - x_1, y_2 - y_1) \exp(-(x_1^2 + y_1^2/w_0^2)) dx_1 dy_1$$
 — случайная величина, и движение быстроразрушающихся спеклов на больших углах рассеяния.

б) При регистрации поля под большими углами рассеяния максимум спектра динамических колебаний интенсивности рассеянной волны смещается в высокочастотную область. Действительно, запишем уравнение (8) в виде

$$U(x_2, y_2^0, z) = U_1(x_2, y_2^0, x^0, y^0, z, \delta x, \delta y) + C \exp(2\pi i R_0) \int_{-\infty}^{\infty} h_0(x_2 - x_1, y_2^0) f\left(x_1 \frac{x_0}{R_0}\right) dx_1, \quad (11)$$

где

$$h_0(x_2 - x_1, y_2^0) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x_2 - x_1, y_2^0 - y_1) \exp\left(-\frac{y_1^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{y_2^0}{R_0} y_1\right) dy_1,$$

$$f\left(x_1 \frac{x_0}{R_0}\right) = \exp\left(-\frac{x_1^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{x_0}{R_0} x_1\right), \quad y_2 = y_2^0$$

— уравнение прямой, по которой происходит движение лазерного пучка.

Тогда из (11) видно, что, согласно теореме смещения [7], максимум частотной характеристики (фурье-образа весовой функции $f(x_1, x_0/R_0)$) будет смещаться из окрестности нулевой частоты в высокочастотную область при увеличении параметра x_0/R_0 , что вызовет аналогичные изменения в спектре динамических колебаний интенсивности.

в) Связь изменений интенсивности рассеянной волны с процессом $\xi(x_1, y_1)$, описывающим профиль поверхности (7, 9), носит инерционный характер. Это выражается в том, что с увеличением размеров перетяжки лазерного пучка сужается спектр динамических колебаний интенсивности, иначе говоря, сглаживаются высокочастотные составляющие процесса $h(x_2, y_2)$ в (8). При этом увеличивается глубина модуляции амплитуды рассеянной волны и расширяется спектр пространственных частот самого спекл-поля. Поэтому для более развитого спекл-поля характерна меньшая динамика при той же скорости движения пучка относительно поверхности.

г) Поскольку $|U_1| \gg |U_2|$ в уравнении (9), то основной вклад в динамику спекл-поля будут вносить интерференционные эффекты. Интерференция спекл-поля с зеркальным компонентом приводит к динамическим колебаниям интенсивности, спектр которых лежит выше частоты $(2w_0)^{-1}$ и пересекается со спектром высокочастотного сигнала $|U_2|^2$ в уравнении (7).

Экспериментальные исследования процессов динамического рассеяния сфокусированных лазерных пучков проводились на установке, схема которой приведена на рис. 3. Луч лазера 1 ($\lambda=0.63$ мкм) с помощью объектива 2 фокусируется на исследуемую поверхность 3. Рассеянная на поверхности световая волна проходит через объектив 2, отражается в светоделительном кубике 4



Рис. 2. Световое поле со слаборазвитой спекл-структурой.

и снова фокусируется в плоскость 3' с помощью объектива 5, идентичного объективу 2. Поляризатор 6, плоскость поляризации которого параллельна вектору поляризации волны $(0, E_y, 0)$, излучаемой лазером 1, выделяет компонент поля E_y , устраняя тем самым влияние деполаризационных эффектов. Регист-

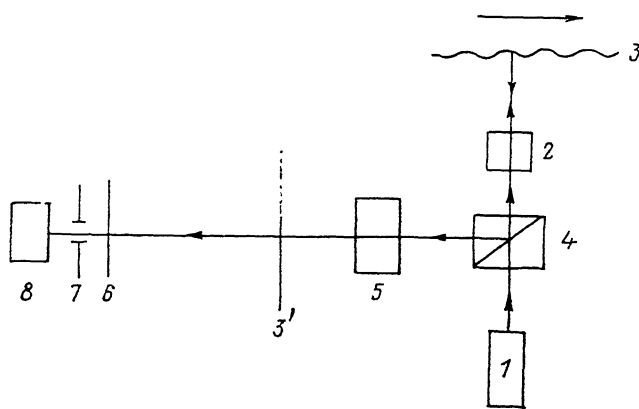


Рис. 3. Схема экспериментальной установки.

страция изменения мощности рассеянной волны $P(x')$ ($x'=(V \cdot t)/\lambda$, V — линейная скорость движения поверхности, t — время) проводилась через диафрагму 7 малого диаметра δ в области зеркального компонента (в центральной области дифракционной картины на рис. 2, где $P(x') \sim (dH/dx^2)^2 + (dH/dy^2)^2 = [H'(x')]^2$ (6), (9)), 8 — фотоприемник. Спектр сигнала $P(x')$ исследовался для нормального падения световой волны на сферическую металлическую поверхность, равномерно вращающуюся вокруг оси симметрии. Для получения сглаженных по Бартлетту спектральных оценок [8] использовался анализатор спектра С4-73. Размер перетяжки пучка оценивался по соотношению $w_0 \approx 3f_1/d$, где f_1 —

фокусное расстояние объектива, d — диаметр лазерного луча в выходном зрачке объектива 2, и регулировался изменением величины d .

При этом огибающая дискретного спектра сигнала $P(x')$ при рассеянии на равномерно вращающейся сфере представляет собой спектр мощности сигнала $P(x')$ при рассеянии света на равномерно движущейся бесконечно протяженной поверхности.

Установлена зависимость длины корреляции процесса α от параметров, определяющих рассеяние излучения.

Величина параметра w_0^2/z определяет глубину модуляции поля, которая затем переходит в амплитудно-фазовую модуляцию рассеянной волны —

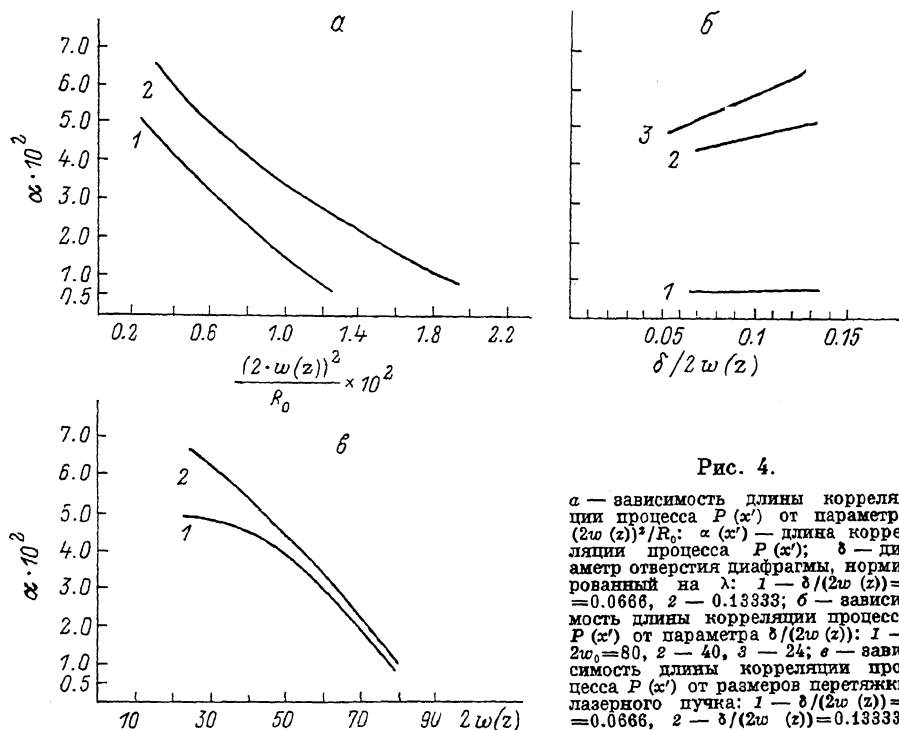


Рис. 4.

a — зависимость длины корреляции процесса $P(x')$ от параметра $(2w(z))^2/R_0$; $\alpha(x')$ — длина корреляции процесса $P(x')$; δ — диаметр отверстия диафрагмы, нормированный на λ : 1 — $\delta/(2w(z)) = 0.0666$, 2 — 0.13333; δ — зависимость длины корреляции процесса $P(x')$ от параметра $\delta/(2w(z))$: 1 — $2w_0 = 80$, 2 — 40, 3 — 24; e — зависимость длины корреляции процесса $P(x')$ от размеров перетяжки лазерного пучка: 1 — $\delta/(2w(z)) = 0.0666$, 2 — $\delta/(2w(z)) = 0.13333$.

спекл-модуляцию. С ростом параметра w_0^2/z глубина модуляции увеличивается, а динамика спекл-поля уменьшается — сокращается длина корреляции процесса $P(x')$ (рис. 4, а).

При увеличении угла рассеяния спектр колебаний интенсивности рассеянной волны смещается в высокочастотную область. Поэтому при увеличении площади диафрагмы S_δ , т. е. при увеличении параметра $\delta/(2w(z))$ спектр суммарного сигнала $P(x') = \iint_{S_\delta} U \cdot U dS$, где U определяется уравнением (8), расширяется (рис. 4, б).

С увеличением размеров перетяжки пучка $2w_0$ увеличивается длина корреляции процесса $P(x')$ (сужается спектр частот) (рис. 4, в). С уменьшением параметра $2w_0$ с 40 до 24 при $\delta/(2w(z)) = 0.0666$ длина корреляции изменяется менее чем на 8%. Установившееся значение длины корреляции процесса $H'(x')$ в предположении того, что $P(x') = \iint (dH/dx)^2 + (dH/dy)^2$ и процессы близки к нормальным, что соответствует экспериментальным результатам, составляет порядка 38. Следовательно, спектр колебаний $P(x')$ устанавливается при превышении длины корреляции профиля поверхности диаметра перетяжки пучка.

Таким образом, в эксперименте наблюдаются основные эффекты, вытекающие из теоретического анализа процессов динамического рассеяния сфокусированных лазерных пучков. Поскольку связь между изменением интенсивности рассеянной волны и профилем поверхности является функциональной, то по ди-

намике светового поля со слабо развитой спектральной структурой можно судить о качестве рассеивающей поверхности.

Автор выражает признательность В. П. Рябухо за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] *Yoshimura T.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1986. Vol. 3. N 7. P. 1032—1054.
- [2] *Yoshimura T., Nakagawa K., Wakabayashi N.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1986. Vol. 3. N 7. P. 1018—1022.
- [3] *Реди Дж.* Промышленное применение лазеров. М.: Мир, 1981. 638 с.
- [4] *Застрогин Ю. Ф.* Контроль параметров движения с использованием лазеров. М.: Машиностроение, 1981. 176 с.
- [5] *Рытов С. М., Крацов Ю. А., Татарский В. Н.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1978. 463 с.
- [6] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 718 с.
- [7] *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [8] *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. Вып. 1. М.: Мир, 1971. 316 с.

Институт машиноведения
им. А. А. Благонравова АН СССР
Саратов

Поступило в Редакцию
19 февраля 1990 г.