[5] *Brako R., Newns D. M.* // Surf. Sci. 1981. Vol. 108. N 3. P. 253.
[6] *Кургузов А. А., Семенов О. И.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1989. № 3. С. 39—43.

Петрозаводский государственный университет им. О. В. Куусинена

Поступило в Редакцию 7 декабря 1989 г.
В окончательной редакции 15 мая 1990 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 10, 1990

ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ И АМПЛИТУДЫ ВИБРАЦИЙ ТЕЛА МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Л. М. Веселов, И. А. Попов

В настоящей работе исследуются статистические характеристики когерентного излучения, рассеянного на шероховатой поверхности, применительно к задаче неконтактного определения частоты и амплитуды вибраций тела. Ранее статистика рассеянного когерентного излучения при движении рассеивающей поверхности исследовалась лишь при прямолинейном перемещении или вращении (см., например, [1, 2]); случай колебательного движения или движения с переменной скоростью, насколько нам известно, не анализировался.

Рассмотрим плоскую шероховатую поверхность, колеблющуюся в своей плоскости по закону $h=h_0 \sin \omega t$, где h_0 — амплитуда смещения, ω — частота колебания. Условия освещения и наблюдения таковы, что угол падения на поверхность когерентного гауссова пучка и угол наблюдения близки к нормальному. Предполагая, что выполнены условия формирования нормально развитой спекл-картины [3], и используя подход, изложенный в работе [2], для временно́й корреляционной функции флуктуаций интенсивности рассеянного излучения во френелевой зоне несложно получить

$$C_I(t_1,\ t_2) = k \exp\left[-\alpha (\sin \omega t_1 - \sin \omega t_2)^2\right], \tag{1}$$

где

$$\alpha = \frac{h_0^2}{w^2}\left[1 + \frac{4\pi^2 w^4}{\lambda^2}\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{l}\right)^2\right], \tag{2}$$

w — радиус гауссова пучка на рассеивающей поверхности по уровню поля e^{-1}, λ — длина волны, ρ — радиус кривизны волнового фронта, l — расстояние от поверхности до точки наблюдения, k — постоянная.

Корреляционная функция (1) зависит от двух переменных $(t_1,\ t_2)$, причем эта зависимость не сводится к зависимости от их разности, что связано с очевидной нестационарностью процесса рассеяния при колебательном движении шероховатой поверхности (рис. 1). По каждой переменной $(t_1,\ t_2)$ корреляционная функция имеет периодический вид, обусловленный периодичностью движения рассеивающей поверхности: в каждый период колебания пучком света освещаются одни и те же участки рассеивателя.

Отметим, что экспериментальное определение двумерной корреляционной функции (1) — довольно трудоемкая задача, поэтому более предпочтительным является измерение спектральной плотности случайного процесса. Вследствие периодичности спектр мощности должен иметь линейчатую структуру с расстоянием между компонентами, равным частоте колебаний тела.

Используя обобщенную теорему Винера—Хинчина [4], для амплитуды n-й гармоники спектра мощности флуктуаций интенсивности излучения получим

$$b_n = \left(\frac{\omega}{2\pi}\right)^2 \int\limits_0^{2\pi/\omega} \int\limits_0^{2\pi/\omega} C_I(t_1,\ t_2) \exp\left[-in\omega(t_1 + t_2)\right] dt_1 dt_2. \tag{3}$$

В зависимости от амплитуды колебаний, параметров освещения и наблюдения величина α, определяемая соотношением (2), может принимать значения $10—10^6$. При $\alpha \gg 1$ (практически при $\alpha > 10$) асимптотическое вычисление интеграла (3), где $C_I(t_1, t_2)$ определяется из (1), дает следующий результат:

$$\left|\frac{b_n}{b_1}\right| \simeq \frac{\exp\left(-\frac{n^2}{8\alpha}\right) K_0\left(\frac{n^2}{8\alpha}\right)}{\ln\left(\frac{16\alpha}{\gamma}\right)}, \quad n \geqslant 1. \tag{4}$$

Здесь $K_0(x)$ — модифицированная функций Бесселя (называемая также функцией Макдональда) нулевого порядка, $\gamma = 1.781$ — постоянная Эйлера.

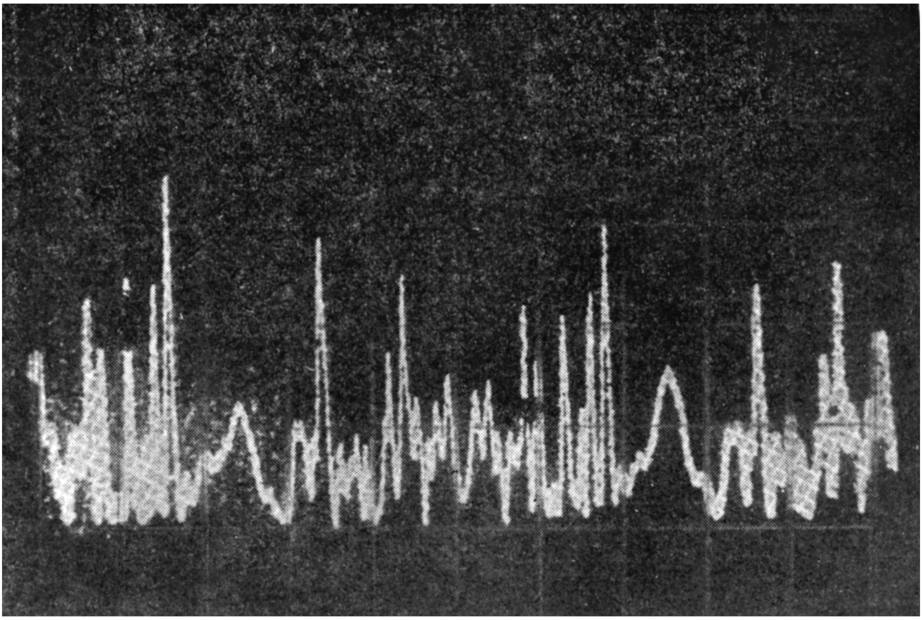

Рис. 1. Временна́я развертка интенсивности излучения, рассеянного колебательно движущейся поверхностью.

Скорость развертки 10 мс/дел.

При малых значениях аргумента $K_0(x) \simeq \ln(2/\gamma x)$ [5], $\exp(-x) \simeq 1$, с учетом последнего соотношение (4) можно переписать в следующем виде:

$$\left|\frac{b_n}{b_1}\right| \simeq \frac{\ln\left(\frac{16\alpha}{\gamma n^2}\right)}{\ln\left(\frac{16\alpha}{\gamma}\right)} \quad \text{при} \quad \frac{n^2}{8\alpha} \ll 1. \tag{5}$$

Из (5) легко определить номер гармоники n_0, отвечающий условию $|b_n/b_1| = 0.5$,

$$n_0 = 2\sqrt[4]{\frac{\alpha}{\gamma}}. \tag{6}$$

Аргумент модифицированной функции Бесселя и экспоненты в (4) остается при этом малой величиной $n_0^2/8\alpha = (2\sqrt{\alpha\gamma})^{-1} < 0.12$ при $\alpha > 10$, что подтверждает правомерность использованного приближения.

Величина n_0 может быть определена экспериментально. Из (2) с учетом (6) для амплитуды колебаний тела получим

$$h_0 = \frac{\gamma n_0^4}{16\sqrt{\frac{1}{w^2} + \frac{4\pi^2 w^2}{\lambda^2}\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{l}\right)^2}}. \tag{7}$$

Соотношения (3)—(5) описывают спектр мощности флуктуаций, усредненный по ансамблю реализаций. Усреднение по времени спектра не приводит, как известно [6], к детерминированной функции частоты. Получаемый при временно́м усреднении спектр случайного процесса обнаруживает значительные флуктуации амплитуд гармоник вокруг огибающей.

Экспериментально спектр мощности рассеянного излучения исследовался на $\lambda = 0.63$ мкм. Для освещения мы использовали одномодовый He—Ne лазер, излучение которого через линзу направлялось на стеклянную пластину, матированную с одной стороны; в качестве приемника излучения использовался кремниевый фотодиод. Усиленный электрический сигнал с фотоприемника поступал на вход многоканального анализатора спектра СК4-72, который позволял накапливать, многократно усреднять спектр шумоподобного сигнала в полосе до 20 кГц, а также представлять полученный результат в квадратичном масштабе.

В левой части рис. 2 показаны спектры мощности рассеянного излучения в полосе 1 кГц, усредненные по ансамблю из 24 независимых реализаций и полученные при параметрах освещения и наблюдения, отвечающих различным значениям α. Независимые реализации

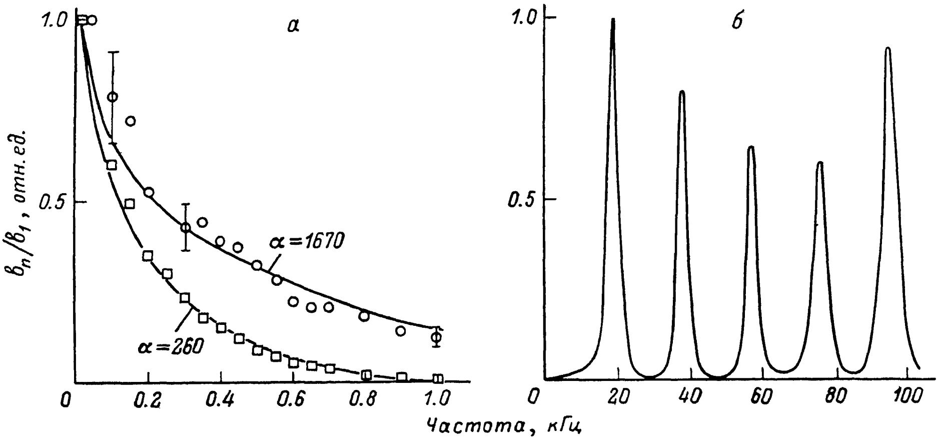

Рис. 2. Осциллограммы спектров мощности флуктуаций интенсивности рассеянного когерентного излучения.

а — спектральное разрешение 10 Гц, *б* — спектральное разрешение 1.0 Гц. Штриховая линия — огибающая спектра, построенная исходя из соотношения (4).

получали путем перемещения лазерного пятна по диффузной поверхности. Сплошными линиями показаны огибающие спектра, построенные на основе соотношения (4). Отметим неплохое соответствие расчетной огибающей с экспериментально полученным спектром после проведения усреднения. В правой части рисунка показан фрагмент спектра в полосе 100 Гц, видна отчетливая линейчатая структура спектра.

По частотному расстоянию между компонентами спектра можно определить частоту колебаний тела, а по ширине спектра на уровне 0.5 — отвечающее этому уровню число гармоник n_0, а вместе с ним из (7) амплитуду колебаний тела. Диапазон измеряемых значений амплитуд данным методом определяется условием справедливости соотношения (4) $\alpha > 10$. Варьируя параметры освещения и наблюдения, нетрудно достигнуть диапазона измеряемых амплитуд $h_0 > 20\lambda$.

Список литературы

[1] *Бакут П. А., Мандросов В. И., Матвеев И. Н., Устинов Н. Д.* Теория когерентных изображений. М.: Радио и связь, 1987. 264 с.
[2] *Yoshimura T.* // J. Opt. Soc. Amer. A. 1986. Vol. 3. N 7. P. 1032—1054.
[3] *Dainty J. C.* // Progress in Optics. 1976. Vol. 14. P. 3—46.
[4] *Перина Я.* Когерентность света. М.: Мир, 1974. С. 23.
[5] *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1968. 248 с.
[6] *Куликов Е. И.* Методы измерения случайных процессов. М.: Радио и связь, 1986. 272 с.

Поступило в Редакцию
20 июля 1989 г.
В окончательной редакции
17 мая 1990 г.