



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДENA ЛЕНИНА СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им.Л.В.КИРЕНСКОГО

Препринт № 456Ф

ИССЛЕДОВАНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ СВЕРХГЛАДКИХ
ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ СВЕТА

И.С.Кабанов, В.Г.Подопригора, И.В.Сургутанов

Красноярск 1988

УДК 535.8
(088.8)

А Н Н О Т А Ц И Я

Описана экспериментальная установка для определения высотного и шагового параметров шероховатости сверхгладких поверхностей с помощью измерения индикаторы диффузного рассеяния света. Исследована шероховатость диэлектрических и металлических образцов. Определены влияние оптического и поверхностного факторов на параметры шероховатости, корреляционная функция поверхностей полированных кристаллов кварца и ниобата лития. Предложено записывать последнюю в виде суммы функций Гаусса и экспоненциальной, что соответствует большинству реальных диэлектрических поверхностей, имеющих как плавные, так и резкие неровности.

© Институт физики им. Л. В. Киренского СО АН СССР

I. Введение

Количественное измерение микронеровностей поверхности является важной практической задачей. Контроль качества обработки поверхности играет решающую роль при производстве изделий микроэлектроники, лазерных зеркал, оптических дисков для записи информации, монокристаллических подложек и т.д. Это не только практическая, но и научная проблема, поскольку определение отклонения поверхности от идеально гладкой позволяет изучать роль шероховатости в гигантском комбинационном рассеянии света на поверхности, усиленной поверхностью генерации второй оптической гармоники, в ориентации подложкой жидкого кристалла, усилении эффективности (КПД) фотопроводников и солнечных батарей.

Сверхгладкими называются поверхности, для которых отношение среднеквадратичной высоты неровностей σ к длине волны λ излучения (так называемая, оптическая неоднородность) много меньше 1.

Из существующих методов исследования сверхгладких неровных поверхностей наиболее перспективными и удобными являются оптические. Хорошую точность дают интерферометрические средства измерения шероховатости: многолучевой интерферометр, интерферометр Тваймана-Грина, интерферометр сдвига Жамена, многолучевой сканирующий интерферометр ФИЗО и другие приборы [1]. Оригинальное решение имеет профилометр [2], построенный на основе автоматизированного интерферометра, в котором измерение сдвига интерференционных полос, обусловленного неровностями поверхности, производится путем измерения временного интервала между опорным импульсом и первым нулем интерференционного сигнала. Однако для быстрого измерения параметров шероховатости при решении инженерных задач более удобным является бесконтактный рефлектометрический метод, дополняющий интерферометрический. Его достоинствами является высокая скорость измерений, возможность получить не только высоту, но и пространственный период шероховатостей; он прост и легко поддается автоматизации, а условия измерения совпадают с условиями эксплуатации оптических поверхностей.

Как хорошо известно, рассеяние света возникает в результате появления в рассеивающей среде или на рассеивающей поверхности оптических неоднородностей. Среда может стать оптически неоднородной в результате посторонних включений и примесей, при геометрических отклонениях рассеивающих объемов и площадок от идеальных, при флуктуациях оптической диэлектрической проницаемости вещества. Первое исследование молекулярного рассеяния света на

частицах, размеры которых много меньше λ , провел Рэлей, и несмотря на несовершенство его теории, она дала правильный результат для газов. В общем виде решение задачи о рассеянии на оптических неоднородностях, много меньших длины возбуждающего света, имеет вид [3]:

$$J = J_0 \pi^2 V_1 V / 2R^2 \lambda^4 \Delta \epsilon^2 (1 + \cos^2 \theta), \quad (1)$$

где J_0 - интенсивность падающего света, R - расстояние до точки наблюдения, V - весь рассеивающий объем, θ - угол рассеяния, объем одной частицы $V_1 \ll \lambda^3$, но больший по сравнению с радиусом межмолекулярного взаимодействия. Измерение $\Delta \epsilon$ диэлектрической проницаемости среды является мерой оптической неоднородности и определяет интенсивность J рассеяния света.

В настоящее время существуют два подхода для теоретического описания рассеяния электромагнитных волн на сверхгладких поверхностях: скалярный и векторный. Первый из них [4] учитывает только статистические свойства поверхности, второй [5,6], помимо этого, учитывает оптические постоянные материала, поляризационные соотношения падающего и отраженного излучения, взаимодействия с плазмами поверхности. И в скалярной, и в векторной теории интенсивность рассеянного света зависит от так называемой корреляционной функции (КФ) поверхности (см. ниже), которая выбирается исходя из данной модели поверхности или определяется независимо. Однако векторную теорию пока не используют в инженерных приложениях, так как экспериментальное подтверждение теоретических параметров, входящих в расчетные формулы, представляет определенные трудности. Различия в угловых зависимостях интенсивностей рассеяния, полученных теоретически и экспериментально, в большей мере определяются отличием КФ реальных поверхностей от принятых при расчетах.

Задачей настоящей работы является выбор теоретической модели для исследования рассеяния света на полированных диэлектрических прозрачных пластинах, одна из поверхностей которых сверхгладкая, определение вида КФ и разработка метода для практического определения высотного и шагового параметров шероховатости таких поверхностей.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СЛУЧАЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В случае периодических неровностей (двумерные кристаллы, дифракционные решетки) задачи нахождения их параметров может быть

решена точно. Однако, даже небольшие нарушения периодичности приводят к новым явлениям, например, смазыванию дифракционных максимумов, и в этом случае точного решения не существует. При решении практических задач достаточно знать средние значения параметров отраженного сигнала, усредненные по ансамблю поверхностей. Поэтому ищется не точное решение, а приближенное для некоторых средних характеристик рассеянного света для целого ансамбля образцов, причем каждая отражающая поверхность из этого ансамбля может рассматриваться как одна из реализаций некоторой случайной функции координат и времени.

Пусть уравнение поверхности имеет вид $Z = S(x, y, t) = S(\rho, t)$ где функция $S(x, y, t)$ - однозначная и достаточно гладкая. С точки зрения теории вероятностей случайная поверхность $S(x, y, t)$ представляет собой континuum случайных величин высот точек поверхности \mathcal{M} с координатами x и y в момент t . В общем случае полное статистическое описание поверхности трудно получить и ограничивается её приближенным описанием с помощью набора величин, усредненных по ансамблю реализаций случайной функции. Рассмотрим эти величины для стационарной, изотропной и эргодической поверхности, вид которой показан на рис. I. $S(x', y')$ и $S(x+y, y+y')$ высоты точек M' и M над плоскостью P , т.е. характеризует высоту поверхности.

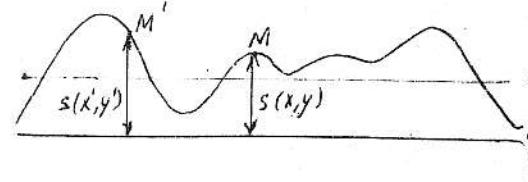


Рис. I.

Среднее значение $\bar{s}(\rho)$ (момент первого порядка) вычисляется с помощью плотности вероятностей $f(s)$:

$$\bar{s}(\rho) = \iint_{-\infty}^{\infty} s f(s) ds. \quad (2)$$

Для статистически однородной поверхности \tilde{s} не зависит от x и y , т.е. в среднем такая поверхность плоская и $\tilde{s}(\rho) = 0$. При этом $\tilde{s}(\rho) = \overline{s(x', y')} = \overline{s(x'+x, y'+y)} = 0$. Если определять высоту $h(x', y')$ точки M' относительно средней поверхности Q , то $h(x', y') = s(x', y') - \tilde{s}$. Для M имеем $h(x+x, y+y) = s(x+x, y+y) - \tilde{s}$.

Среднее квадратичное отклонение (дисперсия) поверхности относительно среднего уровня:

$$\overline{h^2(\rho)} = \sigma^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} h^2 f(h, \rho) dh. \quad (3)$$

✓ характеризует разброс высот h поверхности относительно плоскости $\tilde{s} = 0$.

Корреляционная функция $W(MM')$ определяется как среднее от произведения ординат в двух различных пространственно разнесенных точках поверхности:

$$W(\rho_1, \rho_2) = \overline{s(\rho_1)s(\rho_2)} = \iint_{-\infty}^{\infty} [s(\rho_1) - \tilde{s}] [s(\rho_2) - \tilde{s}] W(s_1, \rho_1; s_2, \rho_2) ds_1 ds_2 \quad (4)$$

где $W(s_1, \rho_1; s_2, \rho_2)$ - плотность вероятности. Если высоту шероховатости измеряет относительно средней плоскости, $\tilde{s} = 0$, и

$$W(\rho_1, \rho_2) = \iint s(\rho_1) s(\rho_2) W(s_1, s_2) ds_1 ds_2 \Rightarrow \quad (5)$$

$$\overline{h(x'+x, y'+y)h(x', y')} = \iint h(x'+x, y'+y) h(x', y') W(h_1, h_2) dh_1 dh_2$$

Если поверхность случайная и не содержит регулярной составляющей, то при большом разнесении точек M и M' величин $h(\rho_1)$ и $h(\rho_2)$ станут независимыми и корреляция между ними исчезает, т.е.

$$\lim_{|M-M'| \rightarrow \infty} W(\rho_1, \rho_2) = 0$$

Если в уравнении (5)

$$x=y=0, \text{ то } W(0,0) = \overline{h^2(x', y')} = \sigma^2 \quad (6)$$

Величина σ характеризует шероховатость в направлении, перпендикулярном плоскости поверхности. Часто бывает важным другой параметр-радиус (интервал) корреляции (его называют еще членой автокорреляции) T - характерное расстояние, на котором корреляционная функция W поверхности существенно изменяется, т.е. средняя длина, на которой точки M и M' шероховатой поверхности уже не зависят друг от друга. Эта величина не является однозначно

определенной. Так, в [7] для крупномасштабных неровностей радиус корреляции вводится соотношением:

$$\pi T^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} W(x, y) dx dy. \quad (7)$$

Если поверхность статистически изотропна, то величина T , определяемая из (7), является радиусом круга, внутри которого отклонения поверхности от средней плоскости $\tilde{s} = 0$ коррелируют. Таким образом, величина T совпадает по порядку величины с линейными размерами крупномасштабных неровностей поверхности.

Для очень малых неровностей радиус корреляции определяется из соотношения [8]

$$\Delta \rho W(\rho)_{\rho=0} = \frac{1}{T^2} \quad (8)$$

При таком определении T оказывается связанным с линейными размерами мелкомасштабных шероховатостей, которые и определяют остроту корреляционной функции при малых аргументах.

Большую роль играет преобразование Фурье от корреляционной функции - \tilde{W} , которое называется пространственным спектром случайной поверхности.

$$\text{Для поверхности } z = s(\rho, t), \rho = \{x, y\},$$

$$W(\rho, t) = s(\rho + \rho', t + t') s(\rho, t) = \iint d^2 k \iint d\omega \tilde{W}(k, \omega) e^{i(k\rho - \omega t)} \quad (9a)$$

$$\tilde{W}(k, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iint d^3 \rho \int d\tau W(\rho, \tau) e^{i(\omega\tau - k\rho)} \quad (9b)$$

Если шероховатость поверхности рассматривать как случайный процесс, не зависящий от времени, то

$$W(\rho) = \iint_{-\infty}^{\infty} W(k) \exp(i k \rho) d^2 k \quad \text{и} \quad (10a)$$

$$\tilde{W}(k) = (2\pi)^{-3} \iint_{-\infty}^{\infty} W(\rho) \exp(-ik\rho) d^2 \rho \quad (10b)$$

Функция $\tilde{W}(k)$ называется пространственной спектральной плотностью или пространственным спектром поверхности. Для изотропного однородного случайного поля \tilde{W} зависит только от модуля

вектора \vec{k} . Если в (I0б) перейти к полярным координатам (ρ, θ, ϕ) с полярной осью, направленной по \vec{k} , то $\vec{k}\hat{r} = k\rho \cos \theta$

$$\tilde{W}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3} \int d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^\infty W(\rho) e^{-ik\rho \cos \theta} \rho^2 d\rho =$$

$$= (2\pi^2 k)^{-1} \int_0^\infty \sin k\rho \cdot W(\rho) \rho d\rho = \tilde{W}(k). \quad (\text{II})$$

В качестве примера можно рассмотреть так называемые нормальные плоскости, для полного описания которых достаточно знать вышеописанные статистические характеристики. Если образование шероховатой поверхности явилось результатом совместного и аддитивного действия большого числа независимых факторов, то отклонения поверхности $\vec{z} = s(r, \theta)$ от среднего уровня $\bar{s} = 0$ распределены по нормальному закону Гаусса в силу центральной предельной теоремы теории вероятностей. Корреляционная функция такой поверхности

$$W(\rho) = \varrho^2 \exp(-\rho^2/\tau^2). \quad (\text{I2})$$

Пространственный спектр $\tilde{W}(\vec{k})$ будет [9]:

$$\tilde{W}(k) = (2\pi)^{-3/2} \varrho^2 T^2 \exp(-k^2 T^2) \quad (\text{I3})$$

В общем случае преобразование Фурье любой круговой корреляционной функции [1v]:

$$\tilde{W}(k) = 2\pi \int J_0(k\rho) W(\rho) \rho d\rho. \quad (\text{I4})$$

Обратное преобразование

$$W(\rho) = 2\pi \int \tilde{W}(k) J_0(k\rho) k dk, \quad (\text{I5})$$

где J_0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Формула (I4) является преобразованием Генкеля нулевого порядка от функции $W(\rho)$. Это преобразование есть частный случай двумерного преобразования Фурье.

Световое (и любое другое) поле, рассеянное на шероховатой поверхности, тоже является случайной функцией пространственных координат и времени. Аnsамблъ реализации этой случайной функции есть совокупность световых волн, возникающих при дифракции на каждой случайной поверхности $\vec{z} = s(\rho, t)$. Свойства дифферен-

циальной функции распределения вероятностей значений амплитуд поля в разных точках пространства над поверхностью полностью аналогичны свойствам плотности распределения высот поверхности. Задачей теории рассеяния света на статистически неровной поверхности является, таким образом, установление связи между статистическими характеристиками случайной поверхности и рассеянного на ней волнового поля. Нас будет интересовать следующая задача - по статистике рассеянного света определить свойства поверхности.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАССЕЯННОГО СВЕТА НА НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

a. Скалярная теория

Если флуктуации параметров среды достаточно слабы, а интенсивность рассеянного поля мала по сравнению с интенсивностью падающего, то можно применить метод малых возмущений (МВ). Первый порядок теории возмущений дает приближение однократного рассеяния, которого мы будем придерживаться.

Пусть имеют место следующие допущения: волновое поле скалярное и монохроматическое, т.е. $U(\vec{z}, t) = U(\vec{z}) \exp(-i\omega t)$, неоднородности поверхности - не меняющиеся во времени и покоящиеся. Источник излучения - точечный и находится достаточно далеко от рассеивающей поверхности, а размеры рассеивающей плоскости много больше радиуса корреляции шероховатости и вместе с тем настолько малы, что эта плоскость находится в зоне Фраунгофера как относительно излучателя, так и относительно точки наблюдения. На границе должны быть непрерывны тангенциальные компоненты напряженности E и H ; рассеянные волны распространяются в обеих средах. Для простоты можно считать поверхность либо "абсолютно мягкой", либо "абсолютно жесткой", что соответствует полному отражению от идеального проводника ($E=0$) или от идеального магнетика ($H=0$).

При указанных допущениях отражение волны от неоднородной поверхности описывается уравнением Гельмгольца

$$\Delta U(\vec{z}) + K_0^2 \epsilon(\vec{z}) U(\vec{z}) = 0, \quad (\text{I6})$$

где $K_0 = \frac{\omega}{c}$ - волновое число в вакууме; $\epsilon(\vec{z})$ - диэлектрическая проницаемость среды, состоящая из среднего значения $\bar{\epsilon}$ и $\tilde{\epsilon}$ флуктуации. Метод МВ заключается в том, что $\tilde{\epsilon}$ считается малой величиной и решение $U(\vec{z})$ ищется в виде ряда по степеням $\tilde{\epsilon}(\vec{z})$:

$$U(\bar{z}) = U(\bar{z}) + \sum_{n=0}^{\infty} U^{(n)}(z), \quad (17)$$

где n -й член ряда имеет порядок $(\epsilon/\lambda)^n$.

Нахождение n -кратного рассеянного поля $U^{(n)}(\bar{z})$ сводится к нахождению предшествующих значений от $U^{(0)}$ до $U^{(n-1)}$. Для решения практических задач ограничиваются определением $U^{(1)}$ в приближении однократного рассеяния (так называемое борновское приближение). В этом приближении флуктуации предполагаются настолько малыми, что всеми членами, кроме $U^{(1)}$, пренебрегают. Для решения волнового уравнения можно воспользоваться либо известной формулой Грига, либо методом Рэлея разложения по плоским волнам [9]. Для рассматриваемой задачи нахождения интенсивности рассеянных световых волн от плоской границы оба подхода дают одинаковый результат, а именно:

$$I(\bar{q}) = 64\pi^2\epsilon^2/\lambda^4 R_1^2 R_2^2 S Q(\bar{z}, \bar{p}) \tilde{W}(\bar{q}), \quad (18)$$

где S - отражающая площадка, $Q(\bar{z}, \bar{p})$ - сложная функция углов, R_1 и R_2 - расстояния до излучателя и наблюдателя соответственно, $\bar{q} = K(\bar{p} - \bar{z})$, векторы \bar{z} и \bar{p} совпадают с направлениями падающего и рассеянного света. Формула (18) дает важный физический результат: интенсивность рассеянного света пропорциональна преобразованию Фурье от корреляционной функции $W(\bar{q})$ с волновым вектором \bar{q} . Это означает, что в первом приближении теория возмущений из всего пространственного спектра неровностей поверхности в рассеянии принимает участие лишь одна гармоника, т.е. имеет место как бы пространственный резонанс между плоской световой волной и непрерывным спектром случайной поверхности. В частности, при нормальном падении света, когда $\beta = -1$, $\alpha = 0$, $\bar{q} = K_{\perp}$, длина волны активной гармоники шероховатостей $\Lambda_q = 2\pi/\bar{q}$ равна $\lambda/\beta_1 = \lambda/\sin\theta$. При рассеянии в направлении зеркального отражения, когда $\bar{p} = \bar{z}$ и $\bar{q} = 0$, Λ обращается в бесконечность. При обратном рассеянии $\bar{p} = -\bar{z}$, $\bar{q} = -2ka$, $\Lambda = 2\pi/2ka_1 = \lambda/2\sin\gamma$.

В принципе, не представляет большой сложности ввести поляризацию и в скалярной теории [9]. В случае, когда $\epsilon = \bar{\epsilon} + \tilde{\epsilon}$ мы можем записать уравнения Максвелла в виде

$$\text{rot } \bar{H} + ik_0 \bar{\epsilon} \bar{E} = -ik_0 \tilde{\epsilon} \bar{E}, \quad \text{rot } \bar{E} - ik_0 \bar{H} = 0. \quad (19)$$

Их решение может быть представлено при слабых флуктуациях

$$\tilde{\epsilon}^2 \ll \bar{\epsilon}^2 \quad \text{рядами теории возмущений:}$$

$$\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}_1 + \bar{E}_2 + \dots \quad \bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{H}_1 + \bar{H}_2 + \dots \quad (20)$$

Первичное поле (\bar{E}_0, \bar{H}_0) удовлетворяет однородным уравнениям

$$\text{rot } \bar{H}_0 + ik_0 \bar{\epsilon} \bar{E}_0 = 0, \quad \text{rot } \bar{E}_0 - ik_0 \bar{H}_0 = 0 \quad (21)$$

а однократно рассеянное поле - неоднородным уравнением

$$\text{rot } \bar{H}_1 + ik_0 \bar{\epsilon} \bar{E}_1 = -ik_0 \bar{\epsilon} \bar{E}_0, \quad \text{rot } \bar{E}_1 - ik_0 \bar{H}_1 = 0 \quad (22)$$

Поля H_1 и E_1 можно найти, используя известное решение задачи о возбуждении электромагнитных волн точечным электрическим источником. Эти поля будут в результате отличаться от скалярного поля только множителями, зависящими от поляризации рассеянного света:

$$\bar{E}_1(\bar{z}) = [\bar{n}[\bar{e}\bar{n}]] U_1(\bar{z}), \quad \bar{H}_1(\bar{z}) = \sqrt{\bar{\epsilon}}[\bar{n}\bar{l}] U_1(\bar{z}) \quad (23)$$

б. Векторная теория

Рассмотрим рассеяние света от полупространства с диэлектрической постоянной ϵ , ограниченного поверхностью $z = s(x, y)$. При освещении среды монохроматическим светом с частотой и векторным потенциалом \bar{A} удовлетворяет уравнениям:

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \bar{A} - k_0^2 \bar{A} &= 0 & z < s \\ \text{rot rot } \bar{A} - \epsilon k_0^2 \bar{A}' &= 0 & z > s \\ \text{div } \bar{A} &= \text{div } \bar{A}' = 0 & z \neq s \end{aligned} \quad (24)$$

с граничными условиями

$$\bar{A}_{||} = A'_{||}, \quad (\text{rot } \bar{A})_{||} = (\text{rot } \bar{A}')_{||}, \quad A_{\perp} = \epsilon A'_{\perp}, \quad (25)$$

где знаки (II) и (I) указывают компоненты \bar{A} , параллельные

и перпендикулярные поверхности.

Можно показать, что поле вне среды есть сумма падающей волны $A_1 \exp(i\bar{k}_0 \bar{R} + ik_0 z)$, отраженной волны $A_0 \exp(i\bar{k}_0 \bar{R} - ik_0 z)$ и дифрагированной волны $A_2 \exp(i\bar{k}_0 \bar{R} - ik_0 z)$ где $\bar{k}_0 = \bar{k}_0 + \bar{g}$. Если ψ - угол падения, то

$$|\bar{k}_0| = (\omega/c) \sin \psi, \quad k_0 = (\omega/c) \cos \psi \quad (26)$$

$$\bar{k}_0^2 + \bar{g}^2 = \omega^2/c^2$$

При той же процедуре вычисления как в [12], получим векторные потенциалы для разных поляризаций падающего и рассеянного света. При $\operatorname{Im} \varepsilon = 0$ будем иметь для коэффициентов дифференциального отражения в телесном угле $d\Omega$

$$dP_{s-s}/d\Omega = (\omega/c)^4 S^2/\pi^2 / \xi^2 \cos^2 \psi \cos^2 \theta \cos^2 \phi \quad (27a)$$

для случая, когда и падающий и рассеянный свет S - поляризован, т.е. в плоскости падения света.

$$dP_{s-p}/d\Omega = (\omega/c)^4 S^2/\pi^2 / \xi^2 \cos^2 \psi \cos^2 \theta \sin^2 \phi \frac{\sin^2 \theta - \varepsilon}{\sin^2 \theta - \varepsilon \cos^2 \theta} \quad (27b)$$

(падающий свет S - поляризован, рассеянный - P - поляризован, т.е. перпендикулярно плоскости падения)

$$dP_{p-s}/d\Omega = (\omega/c)^4 S^2/\pi^2 / \xi^2 \cos^2 \psi \cos^2 \theta \sin^2 \phi \frac{\sin^2 \psi - \varepsilon}{\sin^2 \psi - \varepsilon \cos^2 \psi} \quad (27c)$$

$$dP_{p-p}/d\Omega = (\omega/c)^4 S^2/\pi^2 / \xi^2 \cos^2 \psi \left[\frac{(\sin^2 \psi - \varepsilon)^2}{(\sin^2 \psi - \varepsilon)^2 + \varepsilon \cos^2 \psi} \right] \times \\ \times \left[\cos^2 \theta + \varepsilon \sin^2 \psi \sin^2 \theta \right]^2 \left[\frac{(\sin^2 \psi - \varepsilon \cos^2 \psi)}{(\sin^2 \psi - \varepsilon \cos^2 \psi)^2 + \varepsilon \cos^2 \theta} \right]^{-1} \quad (27d)$$

В формулах (27) S - размер освещаемой площадки, ϕ - угол между \bar{k}_0 и \bar{k}_e , ξ - бурье-гармоник профиля поверхности. Так как описываемый процесс рассеяния света не детерминирован, необходимо усреднить полученный результат, что приводит к появлению среднего значения $1/\xi^2$:

$$1/\xi^2/S^2 \sim \tilde{W}(\bar{p}) = \iint W(\bar{p}) \exp(-i\bar{q}\bar{p}) d^2\bar{p}, \quad (28)$$

где $\tilde{W}(\bar{p})$ - известная спектральная плотность вероятности. Представляя (28) в (27), получим окончательные формулы, которые дают векторная теория для волн, рассеянных от поверхности.

Если падающий свет неполяризован, то для него

$$dP/d\Omega = \frac{1}{2} (dP^{(p)}/d\Omega + dP^{(s)}/d\Omega). \quad (29)$$

Таким образом, интенсивность света, отраженного или рассеянного от поверхности под разными углами, определяется, в основном, двумя частями: 1) оптическим фактором, который зависит от длины волны падающего света, оптических констант материала и углов, связанных с векторами поляризации и направления распространения падающего и рассеянного излучения; 2) фактором поверхности, зависящим только от её статистических свойств. Следует отметить, что последний фигурирует и в скалярной, и векторной теориях, тогда как оптический фактор-результат только векторного рассмотрения. Как уже говорилось во введении, виду того, что оптические константы поверхности слоя неизвестны, на практике пользуются скалярной теорией для определения параметров поверхности ε и T . Ниже мы покажем, какие поправки в эти величины вносит учет оптических постоянных вещества на поверхности кристаллов.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯННОГО СВЕТА

a) Метод полного интегрального рассеяния
и его модификации

Пусть на поверхность падает параллельный (или почти параллельный) пучек света F_0 . Запишем световой поток, отраженный зеркально, в виде [13]:

$$F_3 = R_3 F_0 \left| \int f(z) \exp(-4\pi i z \cos \psi / \lambda) dz \right|^2, \quad (30)$$

где R_3 - коэффициент зеркального отражения идеально гладкой поверхности, определяемый по формулам Френкеля:

$$R_p = \frac{\varepsilon \cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\varepsilon \cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \quad \begin{aligned} &\text{- для } P \text{ - поляризации} \\ &\text{(в плоскости падения)} \end{aligned} \quad (31)$$

$$R_s = \frac{\cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \quad \begin{aligned} &\text{- для } S \text{ - поляризации (перпенди-} \\ &\text{кулярно плоскости падения)} \end{aligned}$$

$f(z)$ - плотность вероятности реализации отклонения z точек поверхности от средней плоскости $\bar{z} = 0$.

Для малых значений ζ/λ разложим экспоненциальный множитель, определяющий фазу отраженной волны, в ряд:

$$\exp\left(-\frac{4\pi iz \cos \psi}{\lambda}\right) \approx 1 - \frac{4\pi iz \cos \psi}{\lambda} - \frac{8\pi^2 z^2 \cos^2 \psi}{\lambda^2} + \dots \quad (32)$$

Формула (30) будет

$$F_3 = R_3 F_0 / \int_{-\infty}^{\infty} f(z) dz - \frac{4\pi i z \cos \psi}{\lambda} \int_z f(z) dz - \frac{8\pi^2 z^2 \cos^2 \psi}{\lambda^2} \int_z^2 f(z) dz + \dots \int^2.$$

Первый интеграл равен 1, второй - 0, а третий - дисперсии σ , поэтому

$$F_3 \approx R_3 F_0 / 1 - \frac{8\pi^2 \cos^2 \psi}{\lambda^2} \int^2 \approx R_3 F_0 \left(1 - \frac{16\pi^2 \cos^2 \psi}{\lambda^2} + \frac{64\pi^4 \cos^4 \psi}{\lambda^4} \right)$$

Третий член очень мал, когда $\zeta/\lambda \ll 1$, и им можно пренебречь. Диффузно отраженный поток, F_d -

$$F_d = F - F_3 = R F_0 - R_3 F_0 \left[1 - \left(\frac{4\pi \zeta \cos \psi}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (33)$$

где $F = R F_0$ весь отраженный поток, R - полный коэффициент отражения.

$$\frac{F_d}{F} = 1 - \frac{R_3}{R} + \frac{R_3}{R} \left(\frac{4\pi \zeta \cos \psi}{\lambda} \right)^2 \quad (34)$$

Для сверхгладких поверхностей при $\zeta \rightarrow 0$ $R_3 \rightarrow R$ и [14]:

$$\frac{F_d}{F} = \left(\frac{4\pi \zeta \cos \psi}{\lambda} \right)^2 \quad (35)$$

Отсюда

$$\zeta = \frac{\lambda}{4\pi \cos \psi} \sqrt{\frac{F_d}{F}} = \frac{\lambda}{4\pi \cos \psi} \sqrt{\frac{I_d}{I}} \quad (36)$$

Где I_d и I - интенсивности диффузного и полного потока.

Таким образом, измерив интенсивности диффузно рассеянного и зеркально отраженного света, можно определить величину ζ из уравнения (36). Это соотношение справедливо для корреляционной функции любого вида и не зависит от типа функции распределения высот неровностей. Метод, использующий формулу (36) для определения высотного параметра шероховатости, носит название метода полного интегрального рассеяния (в иностранной литературе - *total integrated scattering - TIS*). Приборы, реализующие метод состоят из доступных элементов и узлов и могут служить в качестве удобных лабораторных приборов для оценки качества поверхности. Наиболее часто применяется установка с фотометрическим шаром, схема которой представлена на рис.2 [15]. Пучок света от $He-Ne$ лазера 1 попадает на исследуемый образец 3 через отверстие 2 в фотометрическом шаре. Зеркально отраженный образцом свет выходит из шара через отверстие 7 и гасится в ловушке 6. Фотоумножитель 4 и измерительный прибор 5 регистрируют уровень освещенности, которую создает на стенках шара диффузно отраженный образцом свет. Для измерения суммарного отраженного потока отверстие перекрывает экран 8. Сигналы диффузно и полного отражения потоков могут отличаться на несколько порядков, поэтому в приборе предусмотрены светофильтры, ослабляющие наибольший поток. Измерения, произведенные по формуле (36) для ряда зеркал показали, что для образцов с шероховатостью $\zeta < 100 \text{ \AA}$ диффузно отраженный поток составляет сотые доли процента от всего отраженного потока. Модификация метода *TIS* рассмотрена в работе [16]. В [17] значение определяется из соотношения $I_d/I = \exp((4\pi \zeta/\lambda)^2)$ при нормальном падении света на образец. При этом рассеянный свет собирается вогнутым сферическим зеркалом на фотоэлектронном умножителе, расположенном за образцом. В настоящее время известно достаточно большое количество реализаций метода, например, определение ζ по измерению отношения световых потоков при разных углах падения [18], для двух различных длин волн [19], при отражении в разных телесных углах [17]. Распространен также относительный метод определения ζ из сравнения исследуемого образца с эталонным [20].

Однако указанные методы обладают рядом недостатков. Так, в методе *TIS* малый поток рассеянного света, сложность и неоднозначность разделения диффузной и зеркальной составляющих, невозможность учета части диффузной компоненты в области углов отражения, совпадающих с зеркальным углом, необходимость учета искажений формы фотометрического шара и сферических зеркал, приво-

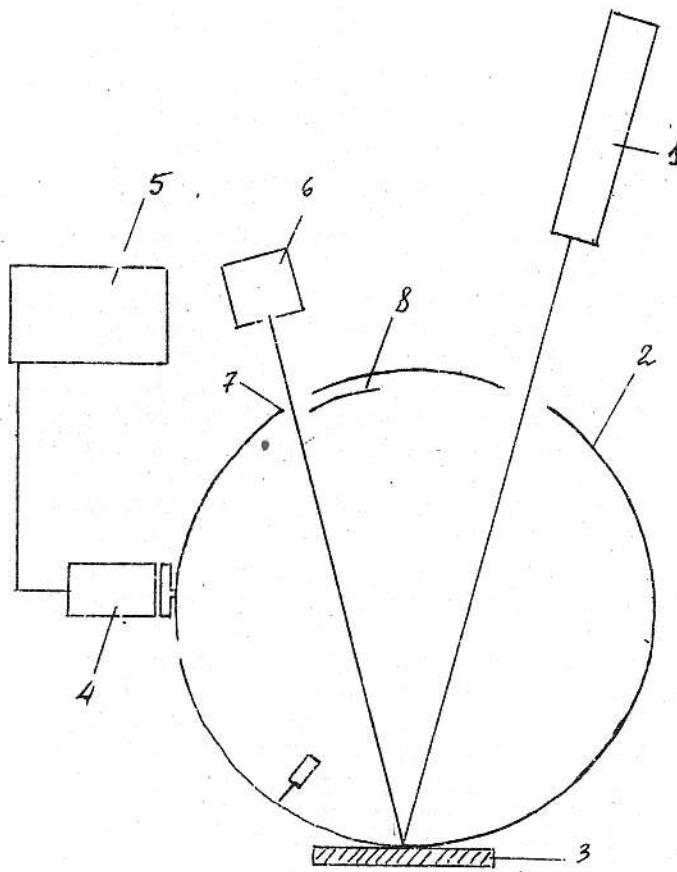


Рис.2. Схема установки с фотометрическим шаром для измерения методом полного интегрального рассеяния: 1-лазер, 2-отверстие, 3-образец, 4-фотоумножитель, 5-измерительный прибор, 6-ловушка, 7-диафрагма, 8-экран.

- 16 -

дят к немалым погрешностям. Эти погрешности тем больше, чем совершеннее отражающая поверхность, дающая в рассеянный поток меньшую долю падающего излучения с уменьшением σ .

Как отмечалось в обзоре [21], описываемые методы [18, 19] недостаточно чувствительны для сверхгладких поверхностей. Способы, для которых необходим аттестованный по параметру σ образец сравнения, изготовленный из того же материала, что и исследуемый, также малоприемлемы из-за отсутствия средств для аттестации эталона с достаточной точностью.

Наконец, все перечисленные способы позволяют измерить лишь один параметр шероховатости — σ , в то время, как на практике часто бывает нужно знать и шаговый параметр — радиус корреляции T . Так показано в п.3, последний может быть определен из экспериментальной зависимости интенсивности рассеянного света от угла наблюдения, т.е. индикатрисы рассеяния.

б) Определение параметров σ и T
из измерений индикатрисы рассеянного света.

При определении не только σ , но и интервала корреляции неровностей T необходимо решить вопрос о выборе корреляционной функции, так как индикатриса рассеяния пропорциональна спектральной плотности функции корреляции $K\Phi$. $K\Phi$ может быть измерена для большого класса оптических поверхностей металлов, полупроводников и диэлектриков как с помощью интерферометрических, щуповых, так и рефлектометрических методов [22]. Поверхности могут быть приготовлены разными способами, включая механическую, химическую или электрическую полировка с помощью алмазных порошков, паст, абразивов в разного рода кюветах и резервуарах. Каждый тип обработки данной поверхности соответствует определенной $K\Phi$, и для ансамбля поверхностей, приготовленных с помощью одной и той же технологии и одного материала, эта $K\Phi$ не меняется.

Встречаются 3 основных типа сверхгладких поверхностных шероховатых структур: с плавной волнистостью, с близко расположеными случайными неровностями и периодические. Каждому из этих типов соответствует своя $K\Phi$. Чаще всего в литературе используется нормальный закон распределения высот и Гауссова функция корреляции (12). Однако, как показывают экспериментальные исследования, $K\Phi$ многих полированных поверхностей описываются негауссовыми кривыми. В [22] показано, что для частых и резких неровностей теоретические зависимости, полученные для экспоненциальной ФК, лучше

- 17 -

описывают индикатриссу рассеяния. В тех случаях, когда на плавные волновые неровности наложены мелкие, КФ, по-видимому, можно записать как сумму экспоненциальной и гауссовой функции.

Рассмотрим, как можно определить КФ из изменений индикатрисы рассеяния света. Для простоты ограничимся скалярной теорией.

Как показано в п.3, интенсивность рассеянного света пропорциональна Фурье-преобразованию ФК, выраженному в виде интеграла (15). Удобно, однако, пользоваться отношением двух потоков, так как оно почти не зависит от абсолютного коэффициента отражения и величины малого телесного угла, в котором измеряется падающий и рассеянный свет. Световой поток $\mathcal{F}(\psi, \theta)$, рассеянный под углом θ в телесном угле $d\Omega$ при угле падения ψ может быть выражен через яркость $B(\psi, \theta)$:

$$\mathcal{F}(\psi, \theta) = \frac{1}{\pi} \mathcal{F}_n R(\psi) B(\psi, \theta) \cos \theta d\Omega; \quad (37)$$

где \mathcal{F}_n – падающий поток излучения, $R(\psi)$ – абсолютный коэффициент отражения для угла ψ . Тогда отношение 2-х потоков будет равно:

$$\ell = \frac{\mathcal{F}_1(\psi, \theta_1)}{\mathcal{F}_2(\psi, \theta_2)} = \frac{B(\psi, \theta_1) \cos \theta_1}{B(\psi, \theta_2) \cos \theta_2} \quad (38)$$

В общем случае коэффициент яркости $B(\psi, \theta)$ при отражении света от шероховатой поверхности в плоскости падения равен [4]:

$$B(\psi, \theta) = Q(\psi, \theta) \int_{J_0}^{\infty} \left[\frac{2\pi}{\lambda} (\sin \theta - \sin \psi) \rho \right] W(\rho) \rho d\rho \quad (39)$$

где интеграл, как это видно из формулы (15), есть спектральная плотность ФК, выраженная через преобразование Генкеля функции $W(\rho)$

$$Q(\psi, \theta) = \frac{\delta \pi \gamma^2 [1 + \cos(\psi + \theta)]^2}{\lambda^4 \cos \theta \cos \psi} \quad (40)$$

Обратное преобразование дает значение функции $W(\rho)$:

$$W(\rho) = \frac{\rho \cos \psi}{2\pi} \int_{J_0}^{\pi/2} \left[\rho \int_{J_0}^{\rho} \left(\frac{2\pi}{\lambda} (\sin \theta - \sin \psi) \right)^2 B(\psi, \theta) \frac{d\theta}{[1 + \cos(\psi, \theta)]^2} \right] d\rho \quad (41)$$

При использовании формул (39) и (41) возможны два метода нахождения КФ [23]. Первый метод заключается в том, что ФК $W(\rho)$ рассчитывают численным методом по (41) и подбирают для неё аппроксимирующее выражение. Второй метод состоит в подборе ФК из набора заданных аналитических выражений и в последующем вычислении интеграла из (39). Сравнивая затем полученную теоретическую зависимость яркости $B(\psi, \theta)$ от угла падения θ с экспериментальной индикатрисой рассеяния, можно выбрать ту ФК, которая лучше всего описывает эксперимент. Этим последним методом в настоящей работе исследовались следующие ФК:

I. $W(\rho) = \beta^2 \exp(-\rho^2/\tau^2)$ –функция Гаусса (42)

II. $W(\rho) = \beta^2 \exp(-|\rho|/\tau)$ –экспоненциальная функция (43)

III. $W(\rho) = \beta^2 / (1 + \frac{e^{-\rho}}{\tau^2} \rho^2)$ –функция Лоренца (44)

IV. $W(\rho) = \beta^2 \exp(-\rho^2/\tau^2) \cos(b\rho)$ (45)

V. $W(\rho) = \beta^2 \exp(-|\rho|/\tau) \cos(b\rho)$ (46)

VI. $W(\rho) = \beta^2 \cos(b\rho) / (1 + \gamma \rho^2)$ (47)

VII. $W(\rho) = A \exp(-\rho^2/\tau_1^2) + B \exp(-|\rho|/\tau_2)$ (48)

Для всех функций $W(0) = \beta^2$. Для (48), $A+B=W(0)=\beta^2$, где A и B – некоторые эмпирические коэффициенты.

В формулах (45)–(47) $b = \pi/2\beta_0$, $\beta_0 = \pi/2\tau$, где $\tau = \rho_0/\tau$ – отношение наименьшего значения аргумента ρ_0 при $W(\rho) = 0$ к интервалу корреляции T . ρ_0 равно значению ρ при первом пересечении графика ФК с осью абсцисс [23].

$$\alpha = (\ln \cos \frac{\pi}{2n} + 1) / \tau, \quad \beta' = \frac{1}{\tau} + e \cos \frac{\pi}{2n} \quad (49)$$

Умножение на \cos функций (I–III) вызвано тем обстоятельством, что в эксперименте на индикатрисе для некоторых образцов при больших углах рассеяния наблюдались гармоники. В формуле (VII)

T_1 и T_2 - длины корреляции для разных типов неровностей - T_1 - для пологих и длинных, которые описывает ФК (42); T_2 - для острых и коротких, описываемых формулой (43).

Представляя $W(\rho)$ из (42-48) в формулу (41), найдем значения коэффициентов яркости B для каждого случая:

$$(Ia) B(\psi, \theta) = \frac{1}{2} Q(\psi, \theta) \delta^2 T^2 \exp \left\{ - \left[\frac{\pi T}{\lambda} (\sin \theta - \sin \psi) \right]^2 \right\} \quad (50)$$

(для нормального падения с $\psi = 0$ эта формула имеет вид (13))

$$(IIa) B'(\psi, \theta) = Q(\psi, \theta) \delta^2 T^2 \left\{ 1 + \left[\frac{2\pi T}{\lambda} (\sin \theta - \sin \psi) \right]^2 \right\}^{-\frac{3}{2}} \quad (51)$$

$$(IIIa) B(\psi, \theta) = \frac{Q(\psi, \theta)}{e-1} M_0 \left(\frac{2\pi T}{\lambda}, \frac{\sin \theta - \sin \psi}{\sqrt{e-1}} \right) \delta^2 T^2, \quad (52)$$

где M_0 - функция Макдональда нулевого порядка (модифицированная функция Ганкеля)

$$\theta \neq \psi$$

$$(IVa) B(\psi, \theta) = Q(\psi, \theta) \delta^2 T^2 \left\{ \exp \left[- \frac{(k+\ell)^2 T^2}{4} \right] + \exp \left[- \frac{(k-\ell)^2 T^2}{4} \right] \right\}; \quad (53)$$

$$(Va) B(\psi, \theta) = \frac{1}{\pi} Q(\psi, \theta) \delta^2 \left\{ \left[\alpha^2 - \ell^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\sin \theta - \sin \psi)^2 \right]^2 - (2\alpha\ell)^2 \right\}^{-\frac{3}{4}} \sqrt{\alpha^2 + \ell^2} \cdot \left| \cos \left[\operatorname{arctg} \frac{\ell}{\alpha} - \frac{3}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\alpha\ell}{\alpha^2 - \ell^2 + (2\pi/\lambda)^2 (\sin \theta - \sin \psi)^2} \right] \right|; \quad (54)$$

$$(VIa) B(\psi, \theta) = \frac{1}{2} Q(\psi, \theta) \frac{\delta^2 T^2}{e \cos \frac{\pi}{2n} - 1} \operatorname{ch} \left(\frac{\pi}{2n \sqrt{e \cos \frac{\pi}{2n} - 1}} \right) \times M_0 \left(\frac{2\pi T}{\lambda}, \frac{\sin \theta - \sin \psi}{\sqrt{e \cos \frac{\pi}{2n} - 1}} \right); \quad \theta \neq \psi \quad (55)$$

$$(УПа) B(\psi, \theta) = Q(\psi, \theta) \left\{ A \delta^2 \exp \left[- \frac{T_1^2 \pi^2}{\lambda^2} (\sin \theta - \sin \psi)^2 \right] + B T_2^2 \delta^2 \left[1 + \frac{4\pi^2 T_2^2}{\lambda^2} (\sin \theta - \sin \psi)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \right\} \quad (56)$$

Ниже будут рассмотрены примеры нахождения КФ из эксперимента для периодических решеток, металлических зеркал и прозрачных образцов кварца и ниобата лития. А пока покажем, как, зная отношение коэффициентов яркости, определяемое из эксперимента при разных углах рассеяния θ , можно получить параметры шероховатости ℓ и T . Возьмем самый простой случай: гауссову ФК и формулу (50) для коэффициента $B(\psi, \theta)$. Обозначив $C_1 = \left[-\frac{\pi T}{\lambda} (\sin \theta - \sin \psi) \right]^2$ для угла рассеяния θ_1 , получим для 2-х углов θ_1 и θ_2 систему уравнений:

$$\begin{cases} B_1 = Q_1 \delta^2 T^2 \exp(T^2 C_1) \\ B_2 = Q_2 \delta^2 T^2 \exp(T^2 C_2) \end{cases} \quad (57)$$

Отношение двух потоков, рассеянных под углами θ_1 и θ_2 в одинаковых телесных углах $d\Omega$, не зависит от ℓ :

$$B_1/B_2 = Q_1/Q_2 \cdot \exp[T^2(C_2 - C_1)] \quad (58)$$

Логарифмируя (58): $\ln \frac{B_2}{B_1} = \ln \frac{Q_2}{Q_1} + T^2(C_2 - C_1)$, получим для T^2 :

$$T^2 = \frac{\ln(B_2/B_1) / (Q_2/Q_1)}{C_2 - C_1} = \frac{\frac{2}{\pi^2} \left[\ln \ell - 2 \ln \left\{ \left[1 + \cos(\psi + \theta_2) \right] / \left[1 + \cos(\psi + \theta_1) \right] \right\} \right]}{(\sin \theta_2 - \sin \psi)^2 - (\sin \theta_1 - \sin \psi)^2} \quad (59)$$

Из (57)

$$\mathcal{D} = \delta^2 = \frac{B_1}{Q_1 T^2} \exp(-T^2 C_1) \quad (60)$$

В принципе, дисперсию δ можно найти, взяв среднее значение (60) по всему исследуемому интервалу углов.

Обработав экспериментальную кривую $\ln(F_2/F_1)$ методом наименьших квадратов, получим для большинства КФ прямую, тангенс угла наклона которой определяет параметр T , а ордината пересечения с осью ординат-величину δ^2 .

Из (60) видно, что δ^2 определяется отношением потока, рассеянного под некоторым углом θ_i к зеркально отраженному потоку. Обозначив это отношение L

$$L = F(\psi, \theta)/F(\psi, 4) = B(\psi, \theta_i) \cos \theta_i \Delta \Omega / \pi \quad (61)$$

и выразив $F(\psi, 4)$ как в [24], получим приближенное выражение для δ при гауссовой ФК:

$$\delta = \frac{R}{2\pi T [1 + \cos(\theta + \psi)]^2} \times \left\{ \frac{L \cos \psi}{\pi c \rho [-\pi^2 T^2 (\sin \theta_i - \sin \psi)^2 / R^2] \Delta \Omega} \right\}^{1/2} \quad (62)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

Формулы (36-41) получены в предположении, что абсолютный коэффициент отражения R исследуемой поверхности стремится к 1. Она применялась, в основном, для металлических зеркал. Известен способ [25] измерения высоты неровностей поверхности прозрачных образцов, который заключается в том, что исследуемую поверхность предварительно покрывают тонким высокотражающим слоем A_1 или A_2 воспроизводящим её микрорельеф. Затем используется метод полос хромотографического порядка. В [26] такая поверхность исследуется методом ТИС [5]. Недостатком этих способов является неясность степени воспроизводимости поверхности слоя металла, так как толщина последнего гораздо больше величины δ прозрачного образца. Отсюда недостаточная точность измерения. Очевидно, и сложность, и трудоемкость нанесения покрытия, причем эта процедура часто делает образцы непригодными для дальнейшей работы. Чаще [22] применяются интерферометрические и шуповые методы, обладающие, как отмечалось во введении, некоторой громоздкостью измере-

ний. К тому же шуповые методы портят поверхность образцов.

В работе [27] сделана попытка определить параметр δ прозрачного образца, измеряя рассеянный и полный потоки, отраженные от исследуемой поверхности и поверхности, противоположной ей. Для этого выполняют измерения в фотометрическом шаре в двух положениях образца - в прямом и перевернутом. Если коэффициенты зеркального отражения R измеряемой и противоположной измеряемой поверхностей равны в обоих положениях образца, и то же самое относится к коэффициентам пропускания φ , то

$$\delta = \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1 + \varphi^2}{n^4 \varphi^4 - 1} n^2 \varphi^2 \cdot \frac{J_{g2}}{J_{n2}} - \frac{J_{g1}}{J_{n1}} \right)^{1/2}, \quad (63)$$

где n - показатель преломления материала, $J_{g1,2}$, $J_{n1,2}$ - интенсивности диффузного и полного потоков в положениях 1 (прямом) и 2 (перевернутом).

Наибольшая ошибка при измерениях δ этим методом возникает из-за неточностей в разделении потоков от двух граней образца и невозможности определить отличие в коэффициентах зеркального отражения от обеих граней при переворачивании пластины, хотя это отличие есть.

Шероховатость прозрачного образца можно определить, используя не только отражение света от поверхности, но и его пропускание. Для последнего случая можно пользоваться выводами теории рассеяния поля при прохождении потока через случайный хаотический, но прозрачный экран, содержащимся в [9], а также развитым формализмом в [4]. Формула для средней интенсивности J света, прошедшего прозрачный образец с показателем преломления n при нормальном падении будет иметь вид (при малых δ/λ):

$$J = \frac{\pi Z_0^2}{\lambda^2 R^2} e^{-V_2 \delta^2} \left[\pi Z_0^2 \left[\frac{2 J_1(kZ_0 \sin \theta)}{kZ_0 \sin \theta} \right]^2 + k^2 \delta^2 \exp \left(-\frac{k^2 T^2 (64)}{4 \sin^2 \theta} \right) \right],$$

где Z_0 - радиус площадки освещаемой поверхности; R - расстояние от образца до точки наблюдения, $V_2 = 2\pi/\lambda(n - \cos \theta)$;

J_1 - функция Бесселя первого порядка, первого рода.

Первый член формулы (64) пропорционален $\exp(-V_2 \delta^2)$ и определяет пропускание света через прозрачную пластинку с вы-

сотой шероховатостей σ . Из второго члена (64) можно определить радиус корреляции T :

$$T^2 = -4 \ln (\mathcal{I}_1 / \mathcal{I}_2) / k^2 (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_2), \quad (65)$$

где θ_1 и θ_2 - углы, при которых измерены интенсивности \mathcal{I}_1 и \mathcal{I}_2 рассеянного света. Если одна или обе поверхности грубо шероховатые, то исследуемую пластину погружают в кювету с иммерсионной жидкостью с показателем преломления n_m . Тогда измеряемая величина высоты неровностей будет равна $(n - n_m)\sigma$ и при выборе жидкости с $n_m \rightarrow n$ достаточно мала. Возможные ошибки при таком способе определения шероховатости связаны с добавочным рассеянием света жидкостью и стенками кюветы. Это, возможно, и послужило причиной расхождения между параметрами σ и T , определенными в [28], описанным способом и другими методами.

В настоящей работе описан метод экспериментального определения параметров шероховатости диэлектрических пластин, у которых одна из поверхностей сверхгладкая, а другая либо грубо шероховатая, либо специально рифленная. Из всех описанных здесь и в литературе способах наиболее близким к поставленной задаче является метод, предложенный в [24]. Рассмотрим его модификацию применительно к прозрачным образцам.

Метод основан на измерении индикаторы рассеянного от передней полированной грани света и реализован в виде экспериментальной автоматизированной установки, показанной на рис.3. Установка работает следующим образом. Поляризованное излучение лазера (1) проходит через электрооптический модулятор (2) и при этом поляризуется эллиптически. Использование ЖК модулятора обеспечивает простую и стабильную схему регистрации рассеянного излучения, исключая действие постоянной засветки. Этому способствует диафрагма (4). Применение нейтральных светофильтров позволяет измерять отличающиеся в несколько раз потоки в пределах одной шкалы электронно-измерительного блока и исключить погрешность за счет нелинейности. Угол падения лазерного луча на образец (5) подбирался таким образом, чтобы максимально разделить рассеянные потоки от передней и задней граней пластинки и составлял $45-55^\circ$. Диффузно рассеянный свет вырезался двойной диафрагмой (8) и регистрировался по двум лучам датчиком (9). Угол между этими лучами в ходе экспериментов варьировался в пределах

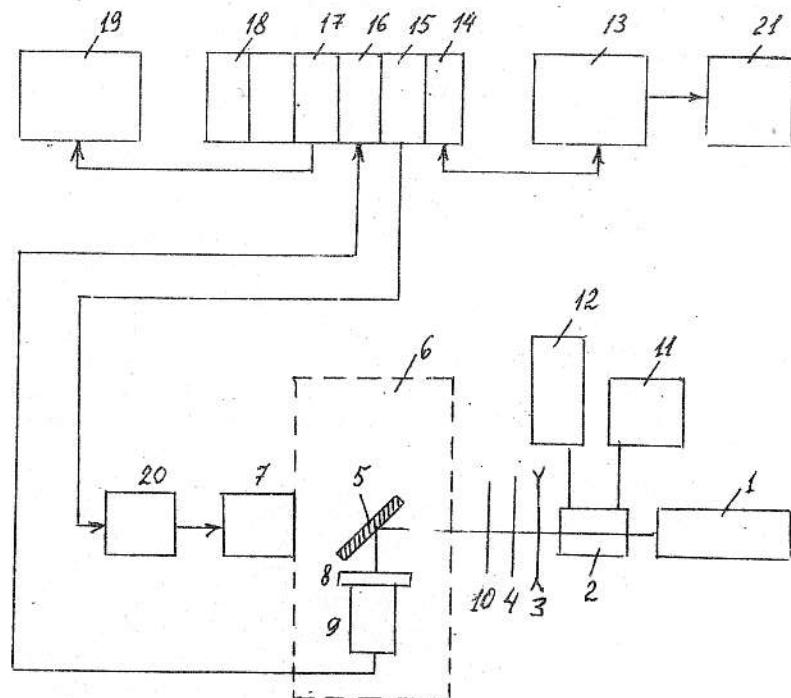


Рис.3. Автоматизированная установка для измерения параметров шероховатости прозрачных образцов

- | | |
|--|---|
| 1 - лазер | 12 - Генератор синусоидальных колебаний |
| 2 - ЖК-модулятор | 13 - Микро-ЭВМ Э-60 |
| 3 - Линза | 14 - Контроллер КК-16 |
| 4 - Щель | 15 - Привод шагового двигателя |
| 5 - Исследуемый образец | 16 - А Ц П |
| 6 - Вращающаяся платформа | 17 - Ц А П |
| 7 - Шаговый двигатель | 18 - Крейт "КАМАК" |
| 8 - Двойная щель | 19 - Самописец |
| 9 - Датчик (ФД-24К, ФЭУ-106) | 20 - Усилитель мощности |
| 10 - Нейтральные фильтры | 21 - Роботрон |
| 11 - Источник постоянного напряжения до 1 кв | |

(5-15°). Измерение индикатрисы производилось с помощью поворота элементов, закрепленных на платформе (6) вокруг оси, проходящей через светящееся пятно на образце.

Расположение всех элементов рабочей схемы удовлетворяет граничным условиям [21]:

$$\left(\frac{I}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{\rho^2 \alpha^2}{2R^2}\right) \leq 3 \cdot 10^{-4}, \quad (66)$$

где - ρ - диаметр площадки, α - половина угла охвата приемника излучения, R - расстояние от поверхности до приемника.

При использовании шагового двигателя (7) и ЭВМ "Э-60" (13) автоматизированная установка позволяет измерять рассеянные потоки в широком интервале углов, усреднять результаты N измерений в каждой точке индикатрисы и значения параметров во всем рабочем интервале углов, перемещать датчики на заданное число градусов от зеркальной компоненты. Информация выводится на самописец и цифропечатающее устройство в виде значений интенсивностей для каждого угла в логарифмическом масштабе. Средние значения параметров β и T выдаются для каждой контрольной микроплощадки, на исследуемой кристаллической пластине. После окончания эксперимента предусмотрен возврат платформы в первоначальное положение.

Используя разработанную программу вычислений на микро-ЭВМ, можно выбрать ту КФ из (42-48), которая дает лучшее согласие между экспериментальной и теоретической индикатрисой рассеяния, и затем определить параметры шероховатости по соответствующим формулам. В качестве примера на рис.4 представлена индикатрисы рассеяния света поверхностью кварца. Характерной её особенностью является быстрый спад интенсивности диффузного расстояния по мере удаления от угла зеркального отражения.

Часто источником ошибок при неодновременном изменении потоков при разных углах падения служит нестабильность мощности потока излучения. Наличие трех приемников излучения в данной установке позволяет одновременно измерять отраженные в трех направлениях потоки. Стабильность лазерного излучения измерялась в ходе исследований при регистрации зеркальной составляющей оптического сигнала. Как видно из рис.5, при длительности измерений 15 мин., нестабильность очень мала и составляет величину порядка 2%. Средняя величина отклонений интенсивности при измерении индикатрисы в одной точке образца несколько раз также не превышает 2%.

Точность определения параметров шероховатости определяется совокупностью методических и аппаратурных погрешностей. Основными причинами первых являются: приближенность формул или β и T , связанная с применимостью скалярной или векторной теорий для реальных анизотропных поверхностей, обладающих малой проводимостью; конечная аппертура приемника излучения, отличие реальной КФ от её аппроксимации. При измерении величины β , находящейся в интервале от 50 до 200 Å, погрешность, обусловленная приближенностью метода, составляет 10-15%, а при измерении T в пределах 0,4-1 мк +3,6% (при длине волны $\lambda = 0,6328$ мк). При этом, чем меньше β и больше T , тем более точно выполняются формулы теории возмущения, и поэтому тем меньше ошибка. Погрешность, связанная с отличием теоретической и экспериментальной КФ может достигать 10-15% (Если измерения β и T проводить без исследования вида индикатрисы по любым её трем точкам, то ошибка достигает 30%).

Основными причинами аппаратурной погрешности являются ошибки, связанные с установкой углов ψ и θ и определением угла $\Delta\Omega$, а также неточности измерения отношений ℓ и L рассеянных потоков друг к другу и к зеркально отраженному. При этом учитывается погрешность датчиков, влияние засветки случайность измерения ℓ и L . Аппаратурная погрешность возрастает при малых углах рассеяния, а при больших отклонениях от зеркальной составляющей ($\psi = 0 > 30^\circ$ при $\psi = 45^\circ$) отношение составляет 5 порядков и чувствительность падает. Оптимальный диапазон углов рассеяния в описанной установке - 20-40° при угле падения $\psi = 45^\circ$. Для углов $\psi = 47^\circ$, $\theta_1 = 31^\circ$, $\theta_2 = 39^\circ$ относительная аппаратурная погрешность измерения β не превышает 10%, а T -15% при надежности 0,95.

Рассмотрим теперь результаты измерений КФ, параметров шероховатости β и T и пространственного спектра неровностей для ряда кристаллов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ КРИСТАЛЛОВ КВАРЦА И НИОБАТА ЛИТИЯ

В предыдущих разделах нами рассмотрены выводы как скалярной, так и векторной теорий для описания индикатрисы рассеяния света от шероховатой поверхности. Представляется необходимым сравнить теоретические зависимости, полученные с помощью этих рассмотрений, с экспериментальными данными. В скалярном приближении интенсивность рассеянного света определяется двумя множителями: $\varrho(\psi, \theta)$ - зависящим только от углов ψ и θ , и длины волны λ .

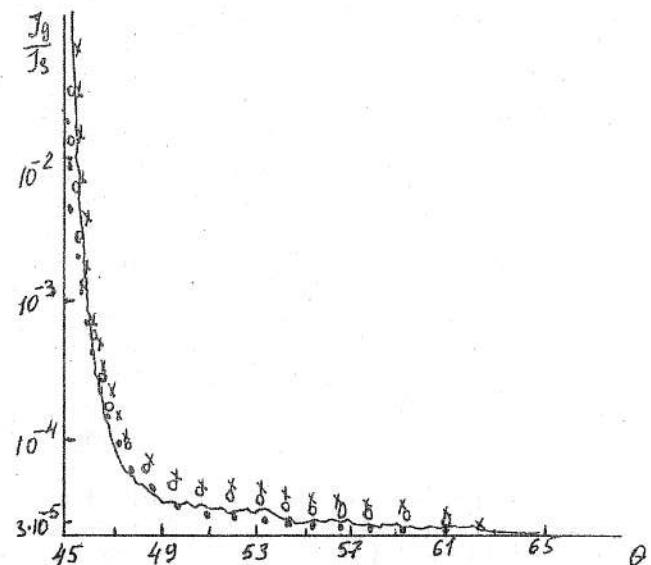


Рис.4. Индикатриса рассеяния света поверхностью кварца.
Сплошная линия - экспериментальная кривая, \times - рас-
считанные значения J_0/J_3 , с $\epsilon=2,384$ для объема,
○ - с $\epsilon=2,328$, * - с $\epsilon=2,286$ для поверхности
(КФ Гаусса), $\psi=45^\circ$.

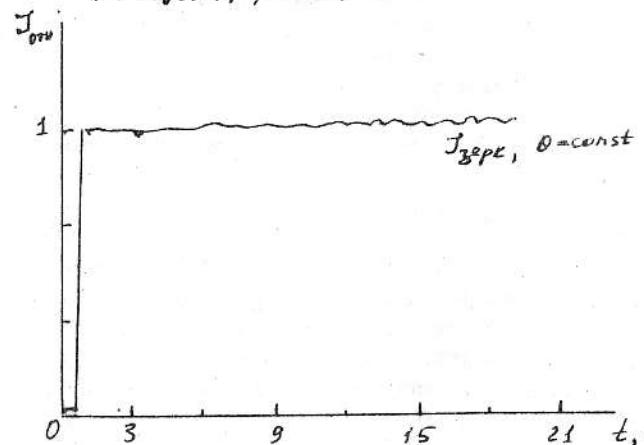


Рис.5. График зависимости интенсивности зеркальной составляю-
щей отраженного сигнала от времени, характеризующий
стабильность установки

и функцией W , определяющей вид поверхностной шероховатости. Для того, чтобы выделить такие же члены в формуле для интенсивности в векторном рассмотрении, запишем компактно выражение для индикатрисы, ограничившись случаями, когда падающий и рассеянный лучи поляризованы одинаково и находятся в одной плоскости:

$$\frac{1}{P_0} \cdot \frac{dP}{d\Omega} = \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \left\{ \cos \psi \cos^2 \theta / [1 - \epsilon^2] \left(\frac{12\epsilon_1^2}{18 + \epsilon_1^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{13\epsilon_1^2}{18 + \epsilon_1^2} \right) \right\} W(\kappa - \kappa_0)$$

здесь ϵ - диэлектрическая проницаемость кристалла,

$$\kappa_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \psi; \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta; q_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \psi; q = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \theta;$$

$$q'_0 = \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \epsilon - \kappa_0^2 \right]^{1/2}; q' = \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \epsilon - \kappa^2 \right]^{1/2}, \quad (68)$$

$$\alpha_1 = \frac{(q'q_0 - \kappa\kappa_0)\cos\phi}{q'_0 + q_0\epsilon}; \beta_1 = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\sin\phi}{q'_0 + q_0},$$

При $\phi=0$ падающий и рассеянный свет поляризованы в плоскости падения (P -поляризация), и в формуле (67) в квадратных скобках остается только первый член. При $\phi=\frac{\pi}{2}$ (67) определяет интенсивность S -поляризации.

Проанализируем формулу (67). Первый множитель в круглых скобках определяет частотную зависимость рассеянного излучения, типичную для дипольного приближения. Выражение в фигурных скобках есть так называемый оптический фактор, и содержит как угловые характеристики, так диэлектрическую постоянную среды ϵ . И, наконец, последний член, $W(\kappa - \kappa_0)$, есть поверхностный фактор, поскольку зависит только от статистических свойств поверхности.

a) оптический фактор поверхности

На рис.6 представлена зависимость от угла оптического фактора полированной поверхности кварца при P - и S -поляризации для $\lambda=0,628$ мк. При углах θ рассеяния, отличающихся от угла зеркального отражения на $0,5-35^\circ$, величина оптического фактора слабо зависит от θ . Однако для углов, больших 70° , кривая зависимости начинает резко падать вниз. Угловая зависимость оптического фактора определяется, главным образом, множителем $\cos^2 \theta$ в числителе.

На рис.6 показаны разные кривые зависимости логарифма интенсивности J от θ и от длины волны λ . Вертикальное сме-

щение кривых зависит от длины волны. Наклон кривых при этом не меняется, поэтому радиус корреляции T от λ не зависит (это видно из формулы (12)). При изменении λ с 0,628 до 0,48 мк параметр δ меняется на 15%.

На рис.4, помимо экспериментальной, представлены индикатрисы, рассчитанные для кварцевой подложки с одним и тем же поверхностным фактором, полученным с Гауссовой ФК, но разными значениями оптического фактора. Учет диэлектрической постоянной вещества в векторном рассмотрении уменьшает разницу между расчетом и экспериментом по сравнению со скалярной теорией, что позволяет с большей точностью вычислить величину δ .

Следует, однако, отметить, что при использовании формулы (67) оптические константы брались как в объеме, что могло приводить к некоторой ошибке. На самом деле величины коэффициентов преломления и поглощения в поверхностном слое кристалла отличаются от соответствующих значений в объеме. Диэлектрическую постоянную ϵ поверхности области можно определить, например, с помощью численного моделирования по методу, предложенному в работе [29]. Для этого необходимо вычислить линейную восприимчивость $\chi(\omega)$, позволяющую определить тензор диэлектрической постоянной

$$\chi(\omega) = \frac{1}{a^2 d} \sum_m \gamma^{(m)} f^{(m)}(\omega), \quad (69)$$

где a - период решетки поверхностного слоя, d - его толщина, $a^2 d$ - эффективный объем элементарной ячейки этого слоя.

$\gamma(\omega)$ - эффективная поляризуемость m - структурной единицы вблизи поверхности, $f^{(m)}$ - тензор коэффициентов локального поля. Последний вычисляется через поляризуемость и решеточные суммы [29, 30]. Для поверхности ионных кристаллов метод расчета решеточных сумм и значений приведен в [29, 31]. Рассчитанная этим методом диэлектрическая проницаемость кварца оказалась равной 2,33 (для $\lambda = 0,628$ мк).

На практике реальный поверхностный слой отличается от идеальной поверхности из-за её обработки и реконструкции. Поэтому в литературе имеются попытки учесть последние эффекты введением некоторых эмпирических параметров поверхностного слоя.

Простой способ определения оптических констант в модели эффективного слоя используется в элипсометрии [32]. В этой модели для каждого образца реальный шероховатый слой заменяется

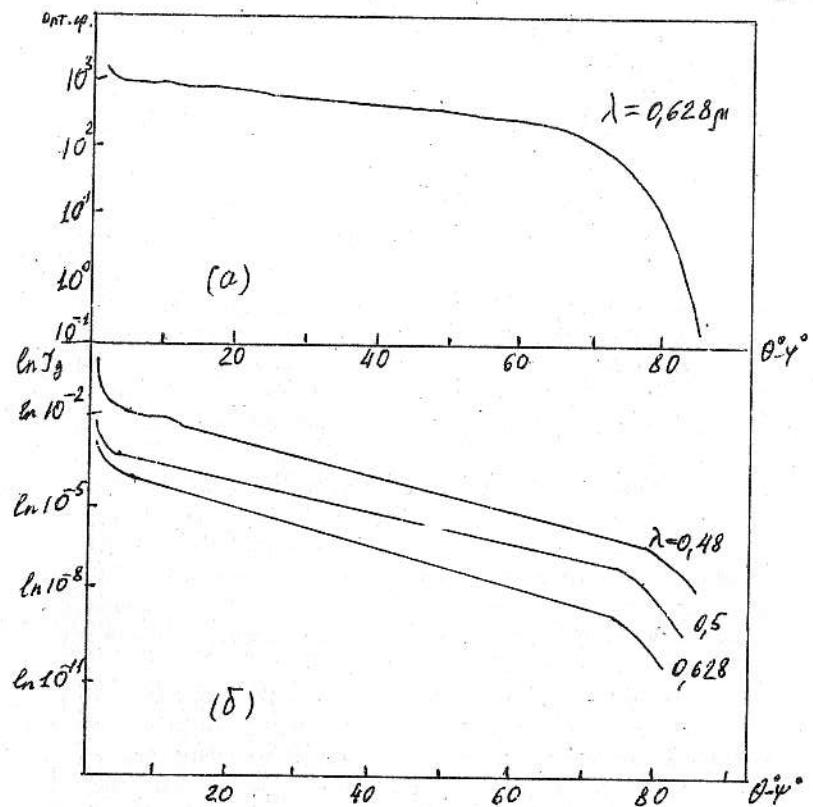


Рис.6. Зависимость оптического фактора и логарифма интенсивности I_g от углов Θ и длины волн полированной поверхности кварца

однородной пленкой толщиной 2δ , где δ - уже известное нам среднеквадратичное отклонение неровностей от уравнения поверхности. Учитывая малые размеры высот шероховатостей полированной поверхности кристалла, для расчета E можно использовать дипольное приближение и уравнение Лоренц-Лоренца в виде [33]:

$$\frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + 1} = \nu \frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 1}, \quad (70)$$

где ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость идеально гладкой поверхности, ϵ_i - та же величина для реального поверхностного слоя, ν - доля материала подложки в моделируемой пленке. Взяв $\nu = 0,98$ как в [33], что, примерно, соответствует величине $1 - R_g$, где R_g - диффузная составляющая коэффициента отражения, получим из уравнения (70) значение $E = 2,286$.

Представляя это значение в формулу (67), получим для ρ - поляризованного падающего и рассеянного света лучшее согласие между экспериментальной и расчетной кривыми, чем в случае использования объемного значения α -кварца, равного 2,364 (рис.4). Для случая S -поляризации оптические постоянные вещества поверхности никак не влияют на вид индикатрисы рассеяния этой поверхности.

Резюмируя сказанное, можно сделать следующие выводы: векторная теория, учитывающая векторную природу света и оптические характеристики образцов, имеет большую перспективу при исследовании шероховатости поверхности. Однако решение инженерных задач весьма осложняется незнанием действительных параметров реальных поверхностей. Сложность и многообразие явлений, одновременно происходящих в процессе полирования в результате физико-механических и физико-химических воздействий, могут существенно исказить теоретические характеристики поверхности. При действии абразива происходит удаление нарушенного слоя за счет микросрезывающего эффекта, возникает уплотнение нижележащего слоя, что может привести к появлению поверхностных напряжений. Воздействие полирующей суспензии на поверхность диэлектрического образца приводит к химическому удалению и растворению материала, что может вызвать изменение химического состава слоя. Все это пока существенно затрудняет использование векторной теории для определения параметров шероховатости, что окажется возможным при дальнейшем развитии как теоретических, так и экспериментальных ме-

тодов микроанализа поверхности.

б) Влияние поверхностного фактора на индикатрису и параметры шероховатости

В большей степени, чем от комбинации углов в оптическом факторе, индикатриса рассеяния зависит от величины К-Коэффициента, являющейся аргументом функции спектральной плотности при наклонном падении света на образец. Поэтому для определения высоты неровностей δ и шагового параметра T реальных образцов предстояло сначала определить ФК поверхности методом, изложенным в разделе 4. Хотя экспериментальная установка изготовлена для измерения шероховатости прозрачных образцов, она подходит и для непрозрачных высокоотражающих материалов. В качестве объектов исследования были взяты 3 группы поверхностей: металлические зеркала, дифракционные решетки с разным периодом и диэлектрические прозрачные образцы. Дальнейшие расчеты проведены в рамках скалярной теории.

На рис.7 показан график зависимости $\ln(J_2/J_3)$ от угла θ , измеренной экспериментально и вычисленной для бронзового зеркала с использованием КФ (42^o44'). Индикатриса измерялась в диапазоне углов $10^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ при угле падения $\psi = 45^\circ$. Теоретические кривые, параметры δ и T были найдены в помощь ЭВМ методом наименьших квадратов. Из рисунка видно, что для бронзового зеркала лучшей аппроксимацией ФК является функция Лоренца. Если теперь искать радиус корреляции T для любого из образцов, отполированных таким же образом, но не из индикатрисы, а по измерению рассеянных потоков в 2-х телесных углах, то нужно сначала построить таблицы зависимости отношений этих потоков ρ от T по формуле:

$$\rho = \frac{[1 + \cos(\psi + \theta_2)]^2 M_0 [2\pi T(\sin\theta_2 - \sin\psi)/\lambda\sqrt{2} - 1]}{[1 + \cos(\psi + \theta_1)]^2 M_0 [2\pi T(\sin\theta_1 - \sin\psi)/\lambda\sqrt{2} - 1]} \quad (71)$$

где $M_0(y)$ - цилиндрическая функция Макдональда. Среднеквадратичное отклонение δ рассчитывается тогда по формуле [24]:

$$\delta = \frac{\lambda^2 \sqrt{2}}{T [1 + \cos(\theta_1 + \psi)]^2} \left\{ \frac{L \cos \psi}{8\pi^2 M_0 [2\pi T(\sin\theta_1 - \sin\psi)/\lambda\sqrt{2} - 1] \Delta S_2} \right\}^{1/2} \quad (72)$$

Значения T , полученные для разных точек поверхности бронзового образца, лежат в интервале (1,9-2,1) мк, а значения δ - 0,016 -

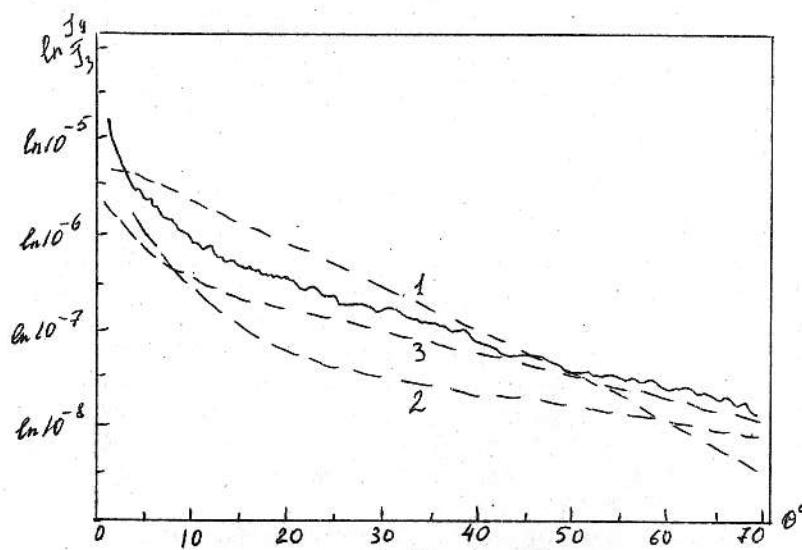


Рис.7. График зависимости $\ln(J_1/J_3)$ от θ для бронзового зеркала, измеренный экспериментально и вычисленный с использованием КФ Гаусса (1), экспоненциальной (2) и Лоренца (3)

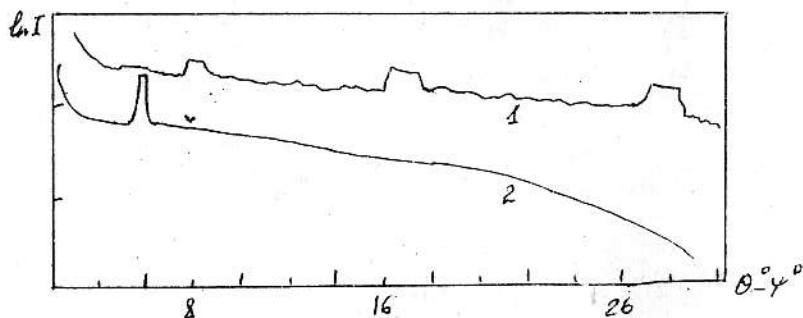


Рис.8. Индикатриса рассеяния света ($\lambda = 0,628 \text{ мк}$) от дифракционной решетки в логарифмической системе координат. 1-решетка с 3 периодами, 2- с одним периодом

-0,017 мк. Если при том же значении в тех же телесных углах рассчитать параметры шероховатости по формулам (59), (62) с использованием КФ гаусса, то получим $T=1,8 \text{ мк}$, $\sigma = 0,0188 \text{ мк}$. Исследования бронзового зеркала показали, что в самом его центре имеется пятно с параметрами шероховатости $T=1,5 \text{ мк}$, $\sigma = 0,056 \text{ мк}$. Огрубленные поверхности в центре зеркала вызваны, по-видимому, действием мощного лазерного излучения в установке, где это зеркало применялось.

Были измерены также металлические шлифованные меры шероховатости, разделенные по классам. Параметры высот шероховатости, полученные с помощью автокорреляционной функции Гаусса из эксперимента, попадают в интервалы значений параметра R_z , определенные для каждого класса образцов меры, подтверждая соответствие образцов этим классам. (По параметру R_z аттестована мера). Интервал измеренных значений R_z получился довольно широким - от 0,003 до 0,25 мк, захватывая с 14 по II классы. Для поверхности 10 класса обработки установка давала заниженные значения σ и R_z .

Была исследована также изготовленная специальным образом дифракционная решетка с разными высотами штрихов, нанесенных на хромированную кварцевую пластинку. Индикатриса рассеяния света с длиной волны $\lambda = 0,628 \text{ м}$ в логарифмической системе координат приведена на рис.8. На прямой линии имеются несколько резко выраженных максимумов, абсциссы которых отвечают уравнению дифракционной решетки:

$$\sin \varphi \pm \sin \theta = N \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (73)$$

где Λ - пространственный период решетки, N - порядок дифракции. Поскольку в нашем рассмотрении высоты микронеровностей много меньше λ , то второй порядок дифракции будет иметь интенсивность всего несколько процентов по сравнению с первым, и мы можем взять в уравнении (73) $N = 1$. Так были определены периоды Λ , равные 5, и 0,5 мк, что полностью соответствует заданным параметрам. Амплитуда рассеяния, которая зависит от высот неровностей, пропорциональна величине

$$[2\pi h/\lambda \cos \varphi]^2, \quad (74)$$

где h - амплитуда компоненты синусоидальной решетки.

Высоты h , измеренные из интенсивности рассеянного пластинкой света, неплохо согласуются с данными, полученными с помощью профилометра [2], а периоды решетки - со значениями Λ , определенными электронной микроскопией.

На рис.9 представлены индикатрисы рассеяния от полированных образцов кварца в прямых и логарифмических координатах. Образцы кварца по способу полировки делились на две группы. Для пластинок обеих групп найденная функция корреляции имела гауссову форму, но поверхности одной группы образцов имели некоторую периодическую составляющую, вызванную, возможно, несовершенством полировального инструмента или его колебаниями. Поэтому на рис.9 соответствующая одному из таких образцов индикатриса содержит пики, отвечающие средним шаговым параметрам Λ_1 . Последние были определены из уравнения (73) и равны 4 и 11 мк. График зависимости логарифма интенсивности рассеяния от θ для образцов другой группы представляет собой прямую линию без максимумов во всем интервале углов рассеяния.

Значение параметров шероховатости всех образцов кристаллического кварца $\sigma = 0,015 \text{--} 0,026 \text{ мк}, T=2,0\text{--}2,7 \text{ мк}$.

Индикатриса рассеяния кристаллов ниобата лития ($LiNbO_3$) показана на рис.10. Её форма несколько отличается от кривых для кварца, в первую очередь тем, что график интенсивности быстрее спадает и не является монотонным при углах $\theta > 35^\circ$. Нахождение ФК с использованием формул, содержащих \cos , методом наименьших квадратов оказалось несколько громоздким и неточным. Найдено, что и гауссова, и экспоненциальная ФК одинаково подходят для построения индикатрисы $LiNbO_3$.

Лучше всего для описания процесса шероховатости полированных пластин $LiNbO_3$ подошла функция (46), являющаяся суммой ФГ. Гаусса и экспоненциальной, с коэффициентами А и В, равными 60 мк^2 и 400 мк^2 соответственно. Для реальной поверхности это соответствует тому, что резкие и частые неровности (например, микроцарапины) налагаются на плавные и погодие (волнистость в результате травления). Первые микронеровности лучше описываются экспоненциальной, ФГ, вторые - ФГ Гаусса.

Значения σ , определенные для кристаллических поверхностей ниобата лития, составили $0,029\text{--}0,052 \text{ мк}$, что существенно меньше среднеквадратичного отклонения высот неровностей кварца. Найдены два значения шагового параметра Т-радиусов корреляции, отвечающих двум видам шероховатостей. $T_1=5 \text{ мк}, T_2=0,5 \text{ мк}$.

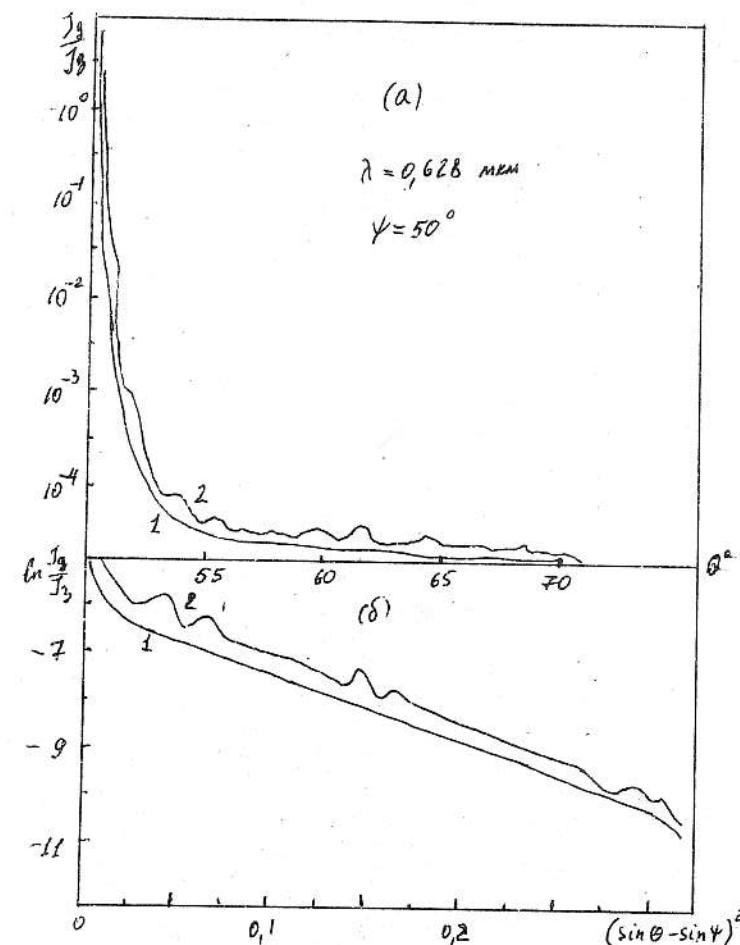


Рис.9. Индикатрисы рассеяния света от двух групп (I и 2) полированных разными способами образцов кварца в прямых (a) и логарифмических (b) координатах

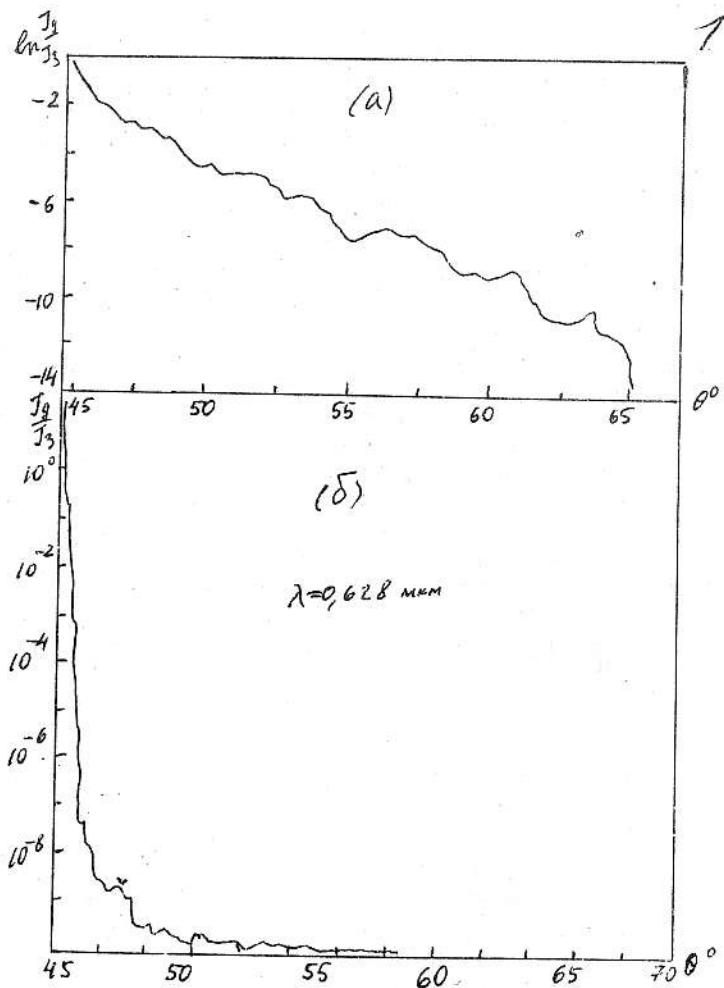


Рис.10. Индикатрисы рассеяния кристаллов ниобата лития в логарифмических (а) и прямых (б) координатах с КФ, являющейся суммой КФ Гаусса и экспоненциальной ($\psi = 45^\circ$)

- 38 -

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе проведено исследование шероховатости разного типа поверхностей с использованием как скалярной, так и векторной теорий рассеяния. Получено, что угловая зависимость рассеяния несколько лучше описывается формулами, в которые входят поляризационные соотношения лазерного излучения и оптические постоянные вещества. Влияние этих характеристик проявляется в вертикальном смещении индикатрис рассеяния, так как оптический фактор мало зависит от угла θ .

Учет диэлектрической постоянной реальной поверхности улучшает согласие между рассчитанной и экспериментальной индикатрисой. Однако, несовершенство теоретических моделей, громоздкость расчета поверхностного слоя с одной стороны и ненадежность экспериментальных методов микроанализа поверхности – с другой, делает пока векторную теорию малопригодной для решения практических инженерных задач. В то же время, если правильно подобрать корреляционную функцию поверхности, скалярная теория позволяет определить из эксперимента параметры шероховатости σ и T , довольно близкие значениям, измеренным другими независимыми методами. Для этого необходимо найти сначала индикатрису рассеяния.

Изготовленная экспериментальная установка позволяет измерять индикатрису рассеяния и параметры шероховатости как металлических, так и диэлектрических образцов, что отличает её от подобных приборов. Если для образцов одного класса, полированных в одинаковых технологических условиях, из измерений индикатрисы определена КФ, то параметры шероховатости определяются быстро по измерениям в трех точках, лежащих в плоскости падения. Это позволяет проводить экспресс-анализ образцов.

В работе измерены величины σ и T трех типов поверхностей: металлических зеркал, диэлектрических подложек и дифракционных решеток. Определено влияние поверхностного фактора на эти параметры и КФ для поверхностей первых двух типов. Определены параметры дифракционной решетки как меры.

Экспериментальная индикатриса рассеяния кварца хорошо описывается ФК Гаусса, и график зависимости $\ln(I_1/I_3)$ в функции $(\sin \theta - \sin \psi)$ есть идеальная прямая. Для одной партии кварцевых пластинок на этой прямой наблюдаются резкие максимумы, отвечающие некоторой регулярной структуре поверхности, возникшей в результате её обработки. Параметры шероховатости для разных пластинок кварца лежат в пределах: $\sigma = 0,015-0,026$ мк, $T=2,0-2,7$ мк, а для ниобата лития: $\sigma = 0,029-0,052$ мк, $T=0,5-5$ мк.

Предложено записывать КФ в виде суммы функций Гаусса и экспоненциальной, что соответствует большинству реальных диэлектрических поверхностей, имеющих как плавные, так и резкие неровности.

В заключение авторы выражают благодарность В.Ф.Шабанову, Н.А.Пирожкову, Н.П.Шестакову, Н.К.Зайцеву, Н.Л.Корбану за плодотворные обсуждения и помочь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bennet J.M. Appl.Optics 1976, v.15. p.2705-2721.
2. Шестаков Н.П., Шешуков А.П., Фроленко В.А., Гоняев В.С. Интерференционный профилограф. Препринт №367Ф, Красноярск, 1986 - с.19.
3. Вукс М.Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах.- Л.:Изд-во Ленинград, ун-та, 1977, с.320.
4. Beckmann P., Spizzichino L.- The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface.- N.T.Macmillan, 1963.
5. Marvin A., Toigo F., Ceilly V. Phys.Rev.B, 1975, v.11, № 4, p.1779.
6. Flison J.M., Retchir K.H. Phys.Stat.Sol. B, 1974, v.62, p.461-468.
7. Курьянов В.Ф. Пространственная корреляция поверхностной ве-ревберации.-Труды акустич.ин-та АН СССР, 1967, с.2, с.191-205.
8. Басе Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неров-ной поверхности.М.,Наука, 1972.
9. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статисти-ческую радиофизику, т.П., М.,Наука, 1978.
10. Ду Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голограмм.М.,С.радио, 1979.
11. Celli V. and Marvin A., Toigo F. Phys.Rev.B, 1975, v.11, № 4, p.177.
12. Marvin A., Toigo F., Celli V. Phys.Rev.B, 1975, v.11, № 8, p.2777.
13. Богданова Г.А., Жевлакова Т.А., Либарский С.В., Скрепин А.Н. Оптико-механическая промышленность, 1985, №10, с.II.
14. Bennet H.E., Portens J.D.-J.Opt.Soc.Am., 1981, v.51, p.123; JOSA, 1963, v.53, p.1389. ibid, 1963, v.53, p.1394-1399.
15. Мазуренко М.М., Скрепин А.А., Топорец А.С. Металлическое зеркало как сложная шероховатая поверхность. Опт. и спектр., 1979, т.46, в.2, с.350-357.
16. Bennet H.E., Stanford J.L., Bennet J.M. Scattering from Mirror Surface Used in Space Application//Proc.of 9 Congress, 1974, p717.
17. Hodgkinson J.J. A Simple Scatter Method for Optical Surface Roughness and Slope Measurements.- J.Phys.Ser.F.Sci.Instr., 1970, v.3, N 5, p.341-350.
18. Топорец А.С.ОМП, 1979, №1, с.34.
19. Dreyfus H.G.- Patent of USA. N 316574.
20. Hildebrand B.P., Gordon R.L., Allen E.V. Instrument for Measuring the Roughness of Supersmooth Surfaces.- Appl.Optics, 1974, v.13, N 1, p.177-185.

21. Солодухо Ф.М. Измерение шероховатостей сверхгладких поверхностей рефлектометрическим методом. Извр.техника, 1983, №10, с.17-20.
22. Elson J.M., Bennet J.M. Relation between the Angular Dependence of Scattering and the Scattering Properties of Optical Surface. JOSA, 1979, v.69, N 1, p.31-47.
23. Обрадович К.А., Попов Ю.Н. Определение корреляционной функции высот неровностей полированных металлических поверхностей рефлектометрическим методом. Извр.техн., 1983, в.2, с.17-20.
24. Обрадович К.А., Попов Ю.В., Солодухо Ф.М. Рефлектометрический способ измерения шероховатости полированных металлических поверхностей. Изв.техника, 1984, №1, с.16-18.
25. Kochler W.F.-Multiple-Beam Fringes of Equal Chromatic Order.- JOSA, 1953, v. 43, N 9, p.738-749.
26. Скрепин А.Л.Авт.свид.СССР, №654853, кл. G01B11/30 ,1979.
27. Скрепин А.Л. Бесконтактный фотометрический способ измерений высоты шероховатости прозрачных образцов. Бюлл. №38, 1981, №872959, кл. G01B11/30
28. Gaggioli N.G., Roblin M.L. Determination de la Longueur de covariance Dune Surface Ruguense par l etude de la diffusion Residuelle a l Infini. Opt.Commun., 1985,v.54,N 4,p.201-206.
29. Ремизов И.А., Подопригора В.Г., Шабанов В.Ф. Внутреннее поле в пластинках и на поверхности молекулярных кристаллов. Красноярск, Препринт № 354Ф, 1985, с.43.
30. Шабанов В.Ф., Подопригора В.Г., Ботвич А.Н., Вторин А.Н., Шестаков А.П. Опт. и спектр., 1983.
31. Luis W., Mochan, Ruben Barrera. Phys.Rev.Lett., 1985, v.55, N 11, p.1192-1195.
32. Ржанов А.В. Основы эллипсометрии. Новосибирск, Наука, 1979, с.52.
33. Караванов В.Б., Сахновский М.Ю. Влияние качества полировки поверхности монокристаллов на их оптические константы. ЖПС, 1986, т.44, №4, с.623-627.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. СТАТИСТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СЛУЧАЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ	4
3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ	5
4. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ СВЕТА	13
а) Метод полного интегрального рассеяния и его модификации	13
б) Определение параметров σ и T из измерений индикаториссы рассеянного света	17
5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ	22
6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ КРИСТАЛЛОВ КВАРЦА И НИОБАТА ЛИТИЯ	27
а) Оптический фактор поверхности	29
б) Влияние поверхностного фактора на индикаториссу и параметры шероховатости	33
7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	34
8. ЛИТЕРАТУРА	41

Ответственный за выпуск В.Г.Подопригора
Подписано к печати 18.03. 88г. АЛ 06088
Усл.печ.л.2.6 Тираж 200 Заказ № 133
Формат бумаги 60x84/16 Бесплатно

Отпечатано на ротапринте ИФ СО АН СССР
660036, Красноярск, 36, Академгородок