

УДК 535.42, 535.51
EDN: NRVUSK

PACS: 03.65.Nk

Исследование влияния характеристик рассеянного лазерного излучения на определение статистических параметров шероховатости оптических поверхностей

Д. Г. Денисов

Экспериментально исследовано влияние линзовой и зеркальной оптических схем канала подсвета оптико-электронной системы измерения параметров шероховатости ангстремного уровня оптических поверхностей на эволюцию поляризационных характеристик лазерного излучения, формируемого до оптической поверхности исследования. Представлены общие теоретические положения метода дифференциального рассеяния, лежащего в основе принципа измерения параметров шероховатости на основе регистрации рассеянного (дифрагированного) лазерного излучения, имеющего линейное состояние поляризации. Дана теоретическая оценка влиянию эволюции состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего линзовую и зеркальную оптические системы, рассеянного оптической поверхностью на погрешность измерения эффективного среднеквадратического отклонения параметров шероховатости ангстремного уровня. В результате сравнительного анализа влияния двух оптических схем на эволюцию исходных параметров состояния поляризации лазерного излучения: коэффициента эллиптичности, угла азимута (угла поворота большой оси эллипса поляризации), деполяризации лазерного излучения, модуля фазовой анизотропии, сделаны рекомендации о целесообразности применения линзовой оптической системы в канале подсвета.

Ключевые слова: линзовая и зеркальная оптические системы; параметры состояния поляризации; лазерное излучение; метод дифференциального рассеяния.

DOI: 10.51368/2307-4469-2025-13-1-3-20

Введение

Рассмотрим основные научные положения и принципы метода дифференциального рассеяния, основанного на решении граничных условий волнового уравнения падающей

плоской электромагнитной волны на рассеивающую оптическую поверхность ангстремного уровня. Установив аналитическую зависимость между статистическими параметрами рассеивающей оптической поверхности с дифрагированным (рассеянным) оптическим излучением, имеющим линейное состояние поляризации, перейдём к конкретной практической задаче – обоснованию важности сохранения линейного состояния поляризации лазерного, формируемого оптической системой канала подсвета оптико-электронного прибора, реализующего принцип измерения параметров шероховатости ангстремного уровня.

Денисов Дмитрий Геннадьевич, доцент, к.т.н.
E-mail: denisov_dg@mail.ru
МГТУ им. Н. Э. Баумана.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5.

Статья поступила в редакцию 2.12.2024
После доработки 26.01.2025
Принята к публикации 9.02.2025
Шифр научной специальности: 2.2.6

© Денисов Д. Г., 2025

Основные научные положения и принципы метода дифференциального рассеяния

Суть задачи рассеяния электромагнитного излучения на объектах, имеющих случайную форму или занимающих случайное положение, состоит в нахождении статистических характеристик рассеянного поля по заданной статистике неровностей [1–7]. Но часто возникает необходимость в решении обратной задачи – по статистике рассеянного поля определить свойства поверхности.

Для расчета рассеяния на шероховатой оптической поверхности обычно применяют модель, основанную на векторной теории, использующей криволинейное преобразование координат. Такой подход позволяет пользоваться методом теории малых возмущений. Статистические свойства шероховатой поверхности описываются в этом случае функцией спектральной плотности мощности (СПКФ). При этом обычно ограничиваются гауссовой или экспоненциальной статистикой, характерных для описания высотных и латеральных параметров шероховатости сверхгладких поверхностей (в частности поверхностей с ангстремным уровнем шероховатости). Метод малых возмущений используется для малых микронеровностей, обладающих малой протяжённостью по сравнению с длиной волны падающего электромагнитного излучения. В его основе лежит разложение искомого поля и граничных условий в ряды по степеням малых параметров $h/\lambda \ll 1$ и $\sigma_h/l_k \ll 1$.

Решение задачи рассеяния света на шероховатости диэлектрической поверхности проводится в рамках классической электромагнитной теории с использованием уравнений Максвелла [1, 5, 6].

Микропрофиль поверхности описывается случайной функцией $z = f(x, y)$ (ось z направлена нормально к поверхности). Поверхность в среднем является плоской, $\langle z = f(x, y) \rangle$, а среднеквадратичное отклонение высоты профиля σ_h мало по сравнению с длиной волны оптического излучения и длиной корреляции $\sigma_h/\lambda \ll 1$ и $\sigma_h/l_k \ll 1$ (см. рис. 1).

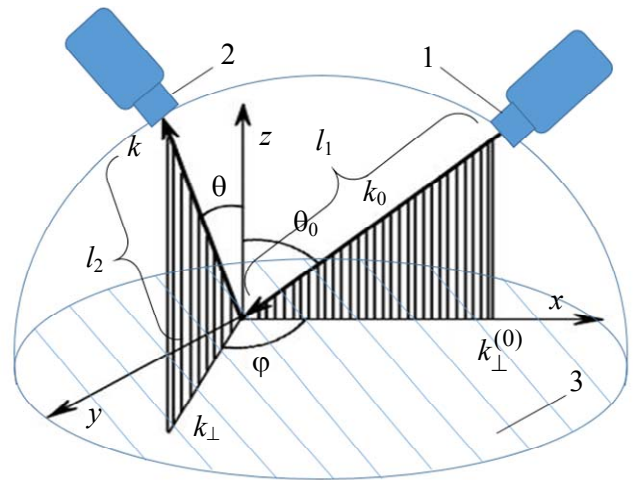


Рис. 1. К физическим принципам регистрации рассеянного лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния: 1 – канала подсвета на основе оптической системы линзового или зеркального типа; 2 – канала фоторегистрации рассеянного лазерного излучения от исследуемой оптической поверхности; 3 – исследуемая (рассеивающая) оптическая поверхность

На рисунке 1 представлен принцип подсвета и регистрации рассеянного лазерного излучения от исследуемой оптической поверхности. Пространственно-угловые характеристики лазерного излучения, формируются каналом подсвета (поз. 1 на рис. 1) ключевым элементов которого является оптическая система, которая в свою очередь может быть линзового или зеркального типов. Регистрация рассеянного лазерного излучения реализуется при помощи приёмного канала (поз. 2 на рис. 1), основным элементов которого является модуль фотоэлектронного умножителя. С целью селекции рассеянного лазерного излучения относительно фоновой внешней засветки при реализации конкретной функциональной схемы оптико-электронного прибора для определения параметров шероховатости, в оптическом тракте предусмотрены такие функциональные элементы, как: поляризатор и анализаторы в канале подсвета и фоторегистрации, соответственно, интерференционный светофильтр с микрообъективом, формирующим определённый телесный угол регистрации в приёмном канале, а так же принцип электронной модуляции лазерного излучения канала подсвета.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну [1, 5, 6], падающую из вакуума под углом Θ_0 на шероховатую поверхность диэлек-

трика с вещественной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$

$$E(r) = E_0 \times \exp(-i\omega t + ik_0 r), \quad (1)$$

где E_0 – начальная напряженность электрического поля, В/м; ω – круговая частота, рад/с; t – время распространения, с; k_0 – начальный волновой вектор, м⁻¹; r – радиус вектор, б/р.

Стационарная задача рассеяния света шероховатой поверхностью состоит в решении волнового уравнения

$$\Delta E(r) + \varepsilon(r) \times \frac{\omega^2}{c^2} \times E(r) = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями на поверхности $z = f(x, y)$

$$\varepsilon(r) = \begin{cases} 1, & z > f(x, y) \\ \varepsilon, & z < f(x, y) \end{cases}, \quad (3)$$

$$E_{n1} = \varepsilon \times E_{n2}, \quad E_{t1} = E_{t2}$$

где индексы 1 и 2 относятся к вакууму и диэлектрику, а индексы n и t соответствуют нормальным и тангенциальным компонентам векторов поля.

Следуя векторной теории, перейдем от ортогональной системы координат x, y, z к криволинейной системе $u_1 = x, u_2 = y, u_3 = z - f(x, y)$, граничные условия в которой

записываются уже на поверхности $u_3 = 0$.

Наличие микропрофиля можно рассматривать как возмущение для идеальной задачи (т. е. задачи с идеально плоской поверхностью или задачи Френеля). В векторной теории используется возмущение, линейное по функции микропрофиля $z = f(x, y)$ и ее производным. В общем случае можно разложить случайную функцию $z = f(x, y)$ и ее производные по пространственным фурье-гармоникам, так что шероховатая поверхность может рассматриваться как суперпозиция двумерных дифракционных решеток. Для единственной парциальной фурье-гармоники векторная теория по своей сути является обычной теорией взаимодействия света с дифракционной решеткой.

Таким образом переход в криволинейную систему координат позволяет свести первоначальное волновое уравнение (2) к неоднородному волновому уравнению, решение которого в приближении малой шероховатости можно найти методами теории возмущений.

Окончательные выражения для дифференциального рассеяния [1]

$$\frac{1}{I_0} \times \frac{dI_i}{d\Omega} = \frac{\omega^4 \times (\varepsilon - 1)^2}{\pi^2 \times c^4} \times \cos \theta_0 \times \cos^2 \theta \times \times g(k_{\perp} - k_{\perp}^0) \times \left[|F_{si}|^2 + |F_{pi}|^2 \right], \quad (4)$$

где F_{ij} – угловые функции, б/р

$$F_{ss} = \frac{\cos^2 \varphi}{\left(\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0} \right) \times \left(\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right)}, \quad (5)$$

$$F_{sp} = \frac{\sin^2 \varphi \times (\varepsilon - \sin^2 \theta_0)}{\left(\varepsilon \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0} \right) \times \left(\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right)}, \quad (6)$$

$$F_{ps} = \frac{\sin^2 \varphi \times (\varepsilon - \sin^2 \theta_0)}{\left(\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0} \right) \times \left(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right)}, \quad (7)$$

$$F_{pp} = \frac{\left(\cos \varphi \times \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0} \times \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \varepsilon \times \sin \theta \times \sin \theta_0 \right)^2}{\left(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right) \times \left(\varepsilon \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0} \right)}, \quad (8)$$

где I_i – интенсивность рассеянного излучения, Вт/м²; Ω – телесный угол, ср; θ, θ_0 – углы рассеяния и падения излучения соответственно, град.; $g(k_{\perp} - k_{\perp}^0)$ – спектральная плотность корреляционной функции (СПКФ или PSD от англ. – Power Spectral Density) шероховатости поверхности, нм²·мм²; c – скорость света, м/с

$$k_{\perp} = (k_x, k_y, 0) = \frac{2 \times \pi}{\lambda} \times (\sin \theta \times \cos \varphi, \sin \theta \times \sin \varphi, 0),$$

$$k_{\perp}^0(k_x, 0, 0) = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} (\sin \theta_0, 0, 0) \text{ – составляющие}$$

волновых векторов, перпендикулярные нормали поверхности рассеянной и падающей волн соответственно.

Как можно видеть полученное выражение для индикатрисы рассеянного лазерного излучения (4) математически связано с функцией СПКФ через угловые функции, определяющие геометро-оптические характеристики рассеянного лазерного излучения и в первую очередь его состояние поляризации.

В свою очередь связь СПКФ с эффективным среднеквадратическим отклонением высотного значения параметра шероховатости

профиля исследуемой оптической поверхности может быть представлена на основе теоремы Парсеваля [1] следующим образом

$$\sigma_{\text{эф}} = \sqrt{2 \times \pi \times \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} PSD(v) v dv}. \quad (9)$$

Таким образом погрешность решения уравнения (9) однозначно определяется состоянием поляризации лазерного излучения, которое должно быть линейным и соответствовать либо \vec{S} (либо \vec{P}) – компоненте исходной плоской линейно-поляризованной волны (1).

Методика проведения измерений выходных поляризационных характеристик оптического излучения, формируемого линзовой и зеркальной оптическими системами

В качестве исследуемых выходных поляризационных характеристик лазерного излучения, формируемого линзовой и зеркальной оптическими системами в плоскости исследуемой оптической поверхности, были проанализированы следующие количественные показатели [8] (см. табл. 1).

Таблица 1

Перечень основных анализируемых поляризационных характеристик лазерного излучения, формируемого каналом подсвета на основе линзовой и зеркальной оптических систем, разработанного макетного образца

№	Наименование параметра	Наилучшее значения характеристики
1	Коэффициент эллиптичности – q , отн. ед. $q = \frac{m^2 - n^2}{m^2 + n^2}$ m, n – длины полуосей эллипса	1
2	Угол азимута – α_p (угол поворота большой оси эллипса), град.	0, 45, ... 360 (любое значение из ряда данных кратных 45 градусам)
3	Деполаризация лазерного излучения – D , $D = 1 - \rho = 1 - \left[\frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \right]$, отн. ед. где I_{\perp}, I_{\parallel} – интенсивности двух взаимно-ортогональных волн, Вт	0
4	Коэффициент сравнения изменения степени поляризации исходного лазерного излучения $K_{\text{пол}} = \rho_{\text{нач}} / \rho_{\text{конеч}}$	1
5	Модуль фазовой анизотропии – Δ , отн. ед. $\Delta = \delta r_p - \delta r_s = 2 \times q = 2 \times \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}$, где $\delta r_p, \delta r_s$ – скачки фаз, возникающие при прохождении излучения через оптическую систему	0

С целью проведения исследований по оценке и анализу эволюции поляризационных характеристик, представленных в таблице 1, формируемого оптического излучения каналом подсвета в методе дифференциального рассеяния, был разработан макетный образец с возможностью модификации канала подсвета при установке как линзовой, так и зеркаль-

ной оптической систем, предварительно рассчитанных в системе автоматизированного проектирования «Zemax».

Разработанные функциональные схемы двух вариантов канала подсвета макетного образца на основе линзовой и зеркальной оптических систем представлены на рисунках 2 и 3, соответственно.

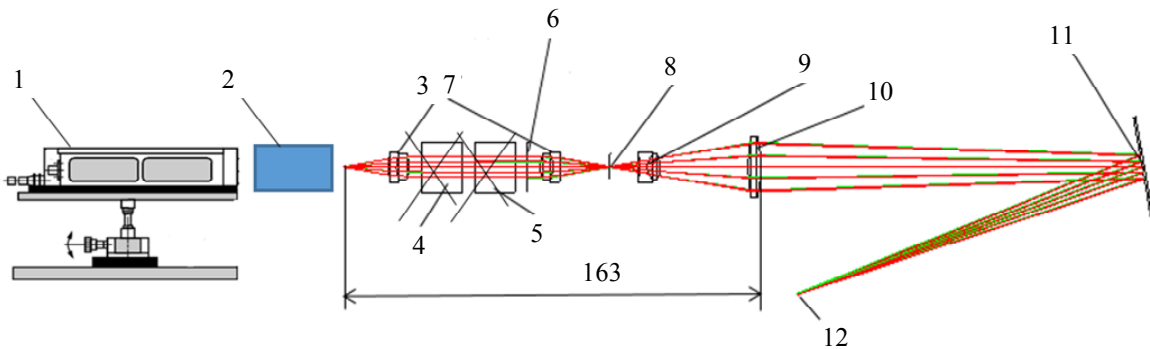


Рис. 2. Функциональная оптическая схема макетного образца оптико-электронного прибора с каналом подсвета на основе линзовой оптической системы: 1 – лазерный источник излучения; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3, 7, 9, 10 – объективы линзовой оптической системы; 4 – деполаризатор; 5 – призма Глана – Тейлора; 6 – диафрагма; 8 – микродиафрагма; 11 – поверхность контролируемой оптической детали; 12 – плоскость регистрации фотоэлектронного умножителя

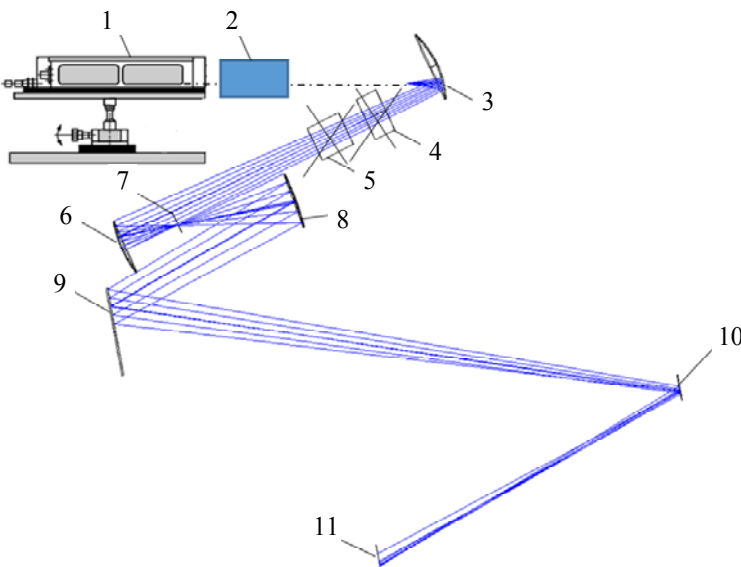


Рис. 3. Функциональная оптическая схема макетного образца оптико-электронного прибора с каналом подсвета на основе зеркальной оптической системы: 1 – лазерный источник излучения; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3 ($R_3 = 40$ мм; $D_3 = 32$ мм) – сферическое зеркало; 4 – деполаризатор; 5 – призма Глана–Тейлора; 6 ($R_6 = 50$ мм; $D_6 = 25,4$ мм) – сферическое зеркало; 7 – микродиафрагма; 8 ($R_8 = 100$; $D_8 = 25,4$) – сферическое зеркало; 9 ($R_9 = \infty$; $D_9 = 25,4$) – плоское зеркало; 10 – поверхность контролируемой оптической детали; 11 – плоскость регистрации фотоэлектронного умножителя

При разработке макетного образца, согласно представленным на рисунках 2 и 3 функциональным оптическим схемам, в качестве источников лазерного излучения было проанализировано 5 лазеров, среди которых рассматривались газовые лазеры на основе He-Ne активной среды, основные линии генерации которых: 6328 нм, 6120 нм, 543,5 нм,

632 нм, а также твердотельный лазер на основе YAG-Nd на длине волны генерации 473 нм.

В результате сравнительного анализа состояния стабильности количественных поляризационных показателей и характеристик в качестве источника излучения для проведения сравнительного анализа схем оптических был выбран лазер на длине волны генерации

473 нм, как самый стабильный с одной стороны и генерирующий на наиболее короткой длине волны с другой стороны, что немало важно при оценке дополнительных «скачков» фаз двух взаимно ортогональных \vec{S} и \vec{P} – компонент исходной плоской линейно-поляризованной волны, учитываемых в эксперименте. В представленной функциональной схеме возможен вариант как ввода деполаризатора (поз. 4) и призмы Глана–Тейлора (поз. 5) в линзовую оптическую систему, либо выводе этих элементов из оптического тракта и проведение исследований при включении электрооптического модулятора на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра (поз. 2). Эти варианты применения оптических элементов эквивалентны с точки зрения формирования линейного состояния поляризации, а именно одной из возможных \vec{S} или \vec{P} – компонент исходной плоской линейно-поляризованной волны, учитываемых в

эксперименте. В дальнейших исследованиях с точки зрения точной настройки и юстировки оптического тракта была использована ячейка Керра, где при подаче соответствующего полуволнового напряжения на выходе из ячейки формировалось линейное состояние поляризации лазерного излучения проходящее в последствии оптические элементы линзовой и зеркальной оптических систем (см. рис. 3).

Для проведения измерений основных анализируемых поляризационных характеристик лазерного излучения, формируемого каналом подсвета на основе линзовой и зеркальной оптических систем, разработанного макетного образца была разработана следующая методика, последовательность выполнения действия которой представлена на рисунках 4–6.

На рисунке 4 представлен стенд для измерения исходных поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения с применением эллипсометра – PAX57xx.

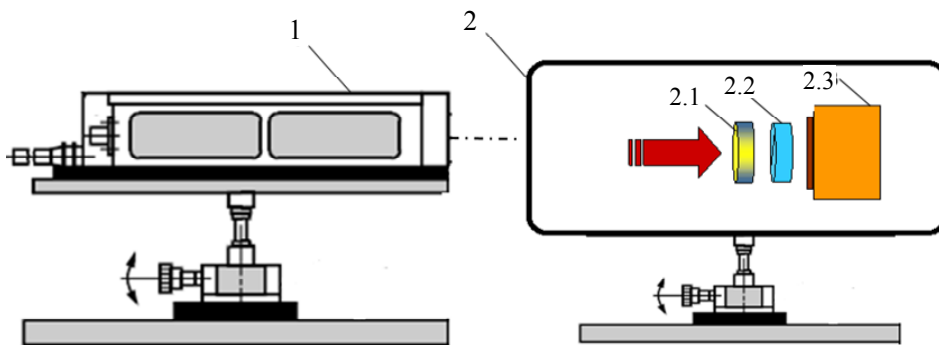


Рис. 4. К методике проведения измерений поляризационных характеристик исходного лазерного излучения с применением эллипсометра: 1 – источник лазерного излучения; 2 – эллипсометра PAX57xx; 2.1 – вращающаяся фазовая пластинка $\lambda/4$; 2.2 – поляризатор; 2.3 – измеритель мощности (интенсивности)

Для проведения измерений необходимо провести юстировку оптической системы, обеспечив соосность элементов оптического тракта эллипсометра, состоящего из вращающейся четвертьволновой фазовой пластинки, поляризатора и измерителя мощности с оптической осью лазерного источника. Важно, так же, обеспечить ортогональность поверхности четвертьволновой пластики к оси лазерного источника. На данном этапе проводится измерение собственных параметров поляризации источника лазерного излучения до оптической системы 1–2, указанных в таблице 3.

После получения исходных параметров, характеризующих состояние поляризации лазерного излучения источника, проводятся измерения параметров и характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему (см. рис. 5).

На рисунке 5 представлен стенд на основе макетного образца для контроля эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения, вследствие влияния, как материалов самих оптических деталей, так и диэлектрических тонкоплёночных просветляющих покрытий, нанесенных на них.

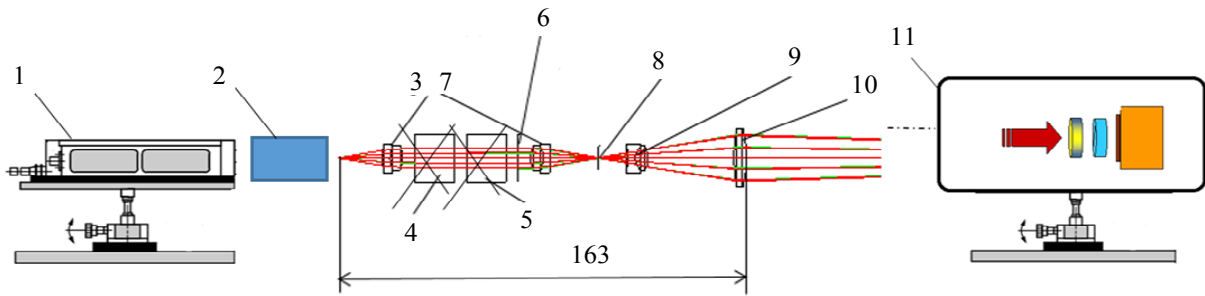


Рис. 5. К методике проведения измерений поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему с применением эллипсометра: 1 – лазерный источник излучения; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3, 7, 9, 10 – объективы линзовой оптической системы; 4 – деполаризатор; 5 – призма Глана–Тейлора; 6 – диафрагма; 8 – микродиафрагма; 11 – эллипсометра PAX57xx

На данном этапе проводится измерение параметров и характеристик, указанных в таблице 1, где также вводится коэффициент сравнения изменения степени поляризации исходного лазерного излучения ($\rho_{нач}$) по отношению к степени поляризации лазерного излучения прошедшего через линзовую оптическую систему ($\rho_{конеч}$) – $K_{пол} = \rho_{нач} / \rho_{конеч}$, который в идеальном случае должен быть равен единице. Формирование двух ортогонально поляризованных волн реализуется посредством введения в оптический тракт электрооптического модулятора на основе ячейки Керра. При подаче напряжения на электроды ячейки наблюдается квадратичный электрооптический эффект, приводящий к трансформации исходной волны на возможные состояния эволюции эллипса поляризации (рис. 6), частным случаем являются два возможных состояния – 2 линейно-поляризованных ортогональных компоненты (\vec{S} и \vec{P} – компонент исходной плоской линейно-поляризованной волны).

При изменении фазового сдвига $\Delta\varphi$ (в результате приложения напряжения на электро-

ды ячейки Керра) между двумя ортогональными компонентами и постоянстве остальных параметров изменяется отношение полуосей эллипса и их положение в пространстве [8]. Наиболее наглядно прослеживается эволюция эллипса при равенстве амплитуд двух ортогональных компонент при $\chi_p = \chi_s$ поляризации падающего излучения вдоль направления $\alpha = 45^\circ$. В этом случае, как видно из рис. 6, при $\Delta\varphi = 0$ эллипс вырождается в прямую линию, а поляризация света на выходе из ячейки совпадает с исходной. С увеличением $\Delta\varphi$ прямая трансформируется в эллипс, при $\Delta\varphi = \pi/2$ свет обладает круговой поляризацией, а при $\Delta\varphi = \pi$ поляризация света ортогональна исходной. При дальнейшем возрастании $\Delta\varphi$ до 2π эволюция совершается в обратном порядке, но направление вращения результирующего вектора меняет знак. Заметим, что в рассматриваемом частном случае поворот осей эллипса отсутствует, и они постоянно направлены под углом 45° к осям анизотропии. В общем же случае оси поворачиваются, а направление колебаний при $\Delta\varphi = \pi$ изменяется по отношению к исходному на угол, равный $180^\circ - 2\alpha$.

$\Delta\psi$	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	π	$5\pi/4$	$3\pi/2$	$7\pi/4$	2π
Поляризация									

Рис. 6. Эволюция эллипса поляризации, формирующаяся при подаче напряжения на электроды ячейки Керра как система отличительных признаков для оценки качества оптических систем линзовой и зеркальной

Фотография изображения измерительного стенда на основе макетного образца для контроля эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему, согласно представленной выше на рисунке 5 функциональной схеме, показана на рисунке 7.

При проведении измерений выходных поляризационных характеристик лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему, проводится также оценка исходных поляризационных характеристик и характеристик лазерного излучения с применением эллипсометра – PAX57xx, как показано на рисунке 8.

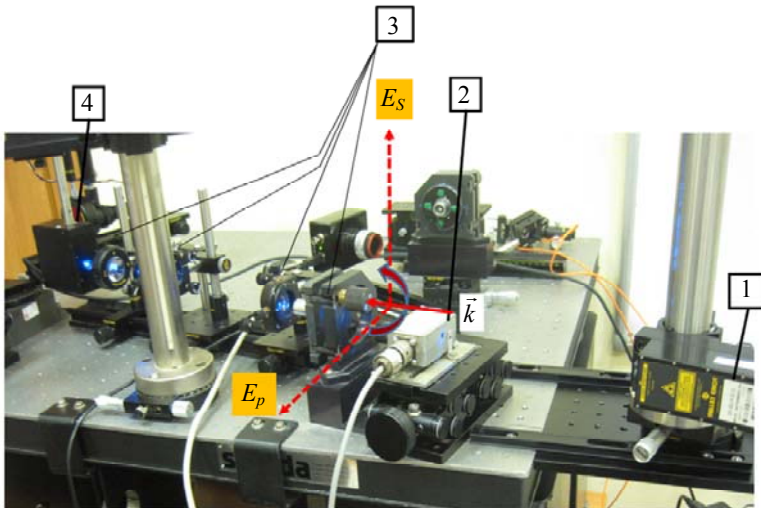


Рис. 7. Фотография изображения измерительного стенда на основе макетного образца для контроля эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему: 1 – YAG:Nd – твердотельный лазерный источник на длине волны генерации 473 нм; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3 – объективы линзовой оптической системы; 4 – эллипсометра PAX57xx

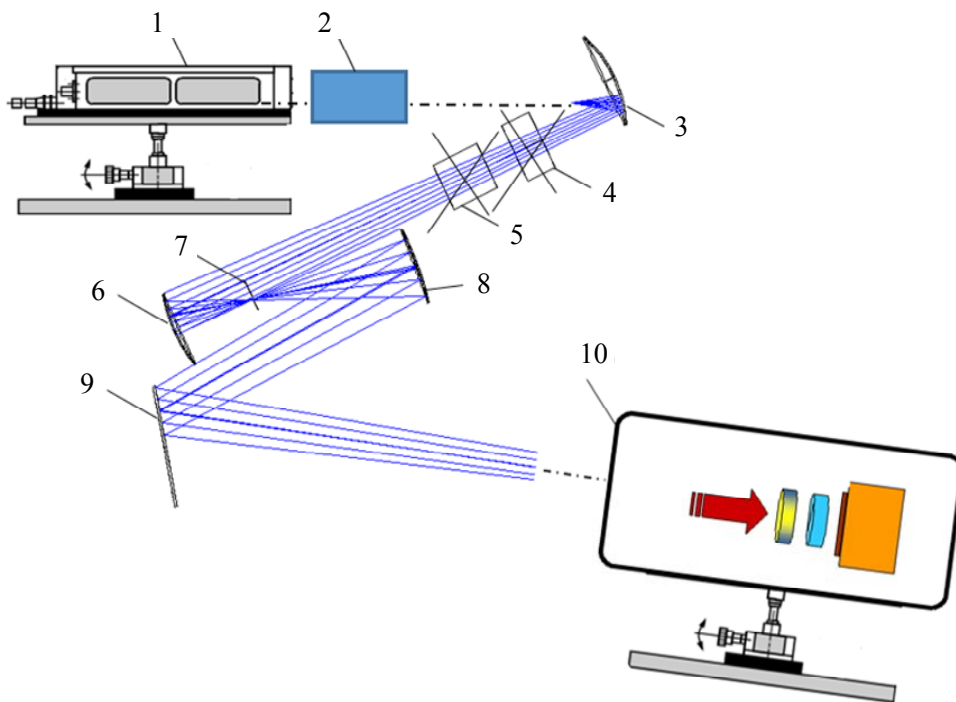


Рис. 8. К методике проведения измерений поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему с применением эллипсометра: 1 – лазерный источник излучения; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3 ($Rz = 40$ мм; $Dz = 32$ мм) – сферическое зеркало; 4 – деполаризатор; 5 – призма Глана–Тейлора; 6 ($Rz = 50$ мм; $Dz = 25,4$ мм) – сферическое зеркало; 7 – микродиафрагма; 8 ($Rz = 100$; $Dz = 25,4$) – сферическое зеркало; 9 ($Rz = \infty$; $Dz = 25,4$) – плоское зеркало; 10 – поверхность контролируемой оптической детали; 11 – плоскость регистрации фотоэлектронного умножителя

После получения исходных параметров, характеризующих состояние поляризации лазерного излучения источника, проводятся измерения параметров и характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему (рис. 8).

Фотография изображения измерительного стенда на основе макетного образца для контроля эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через зеркальную систему, согласно представ-

ленной выше на рисунке 8 функциональной схеме, показана на рисунке 9.

В результате проведенных экспериментальных исследований эволюции поляризационных характеристик лазерного излучения, прошедшего через линзовую и зеркальную оптические системы канала подсвета оптико-электронного прибора для контроля параметров шероховатости ангстремного уровня были получены данные, представленные в таблице 2.

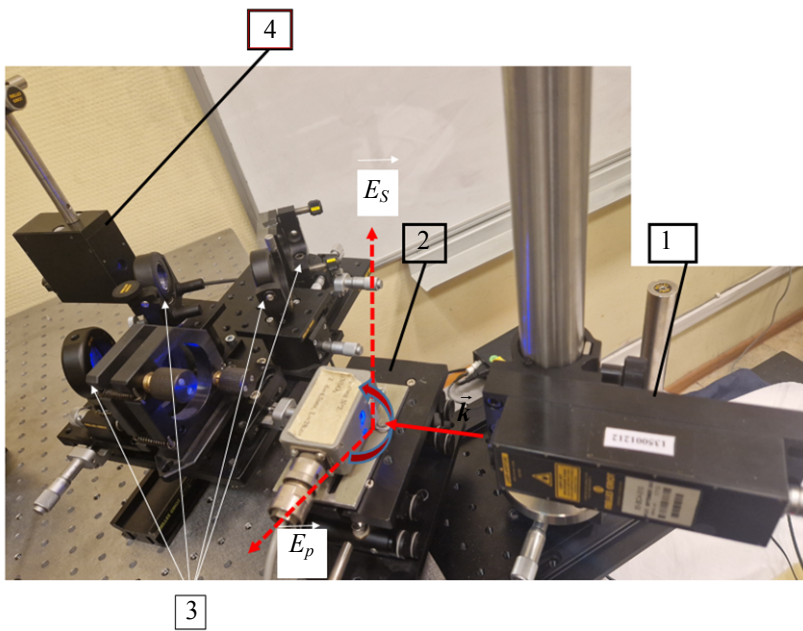
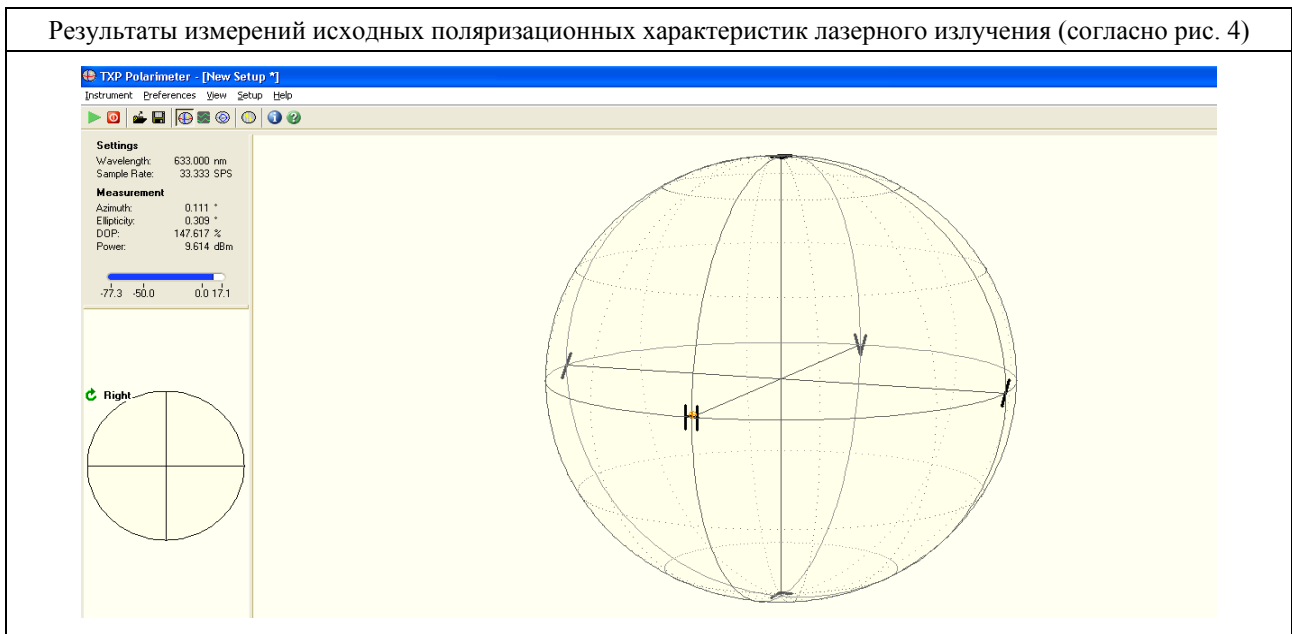


Рис. 9. Фотография изображения измерительного стенда на основе макетного образца для контроля эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему: 1 – YAG:Nd – твёрдый лазерный источник на длине волны генерации 473 нм; 2 – электрооптический модулятор на основе квадратичного электрооптического эффекта Керра; 3 – зеркальная оптическая система; 4 – эллипсометр PAX57xx

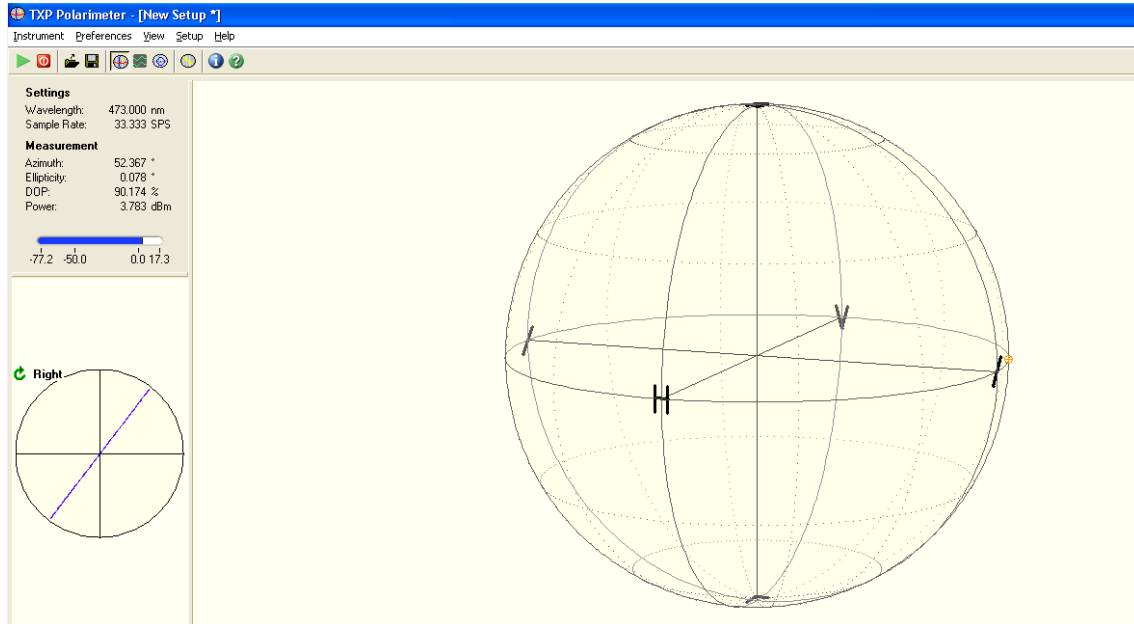
Таблица 2

Результаты измерения эволюции поляризационных характеристик лазерного излучения, прошедшего через линзовую и зеркальную оптические системы канала подсвета оптико-электронного прибора для контроля параметров шероховатости ангстремного уровня

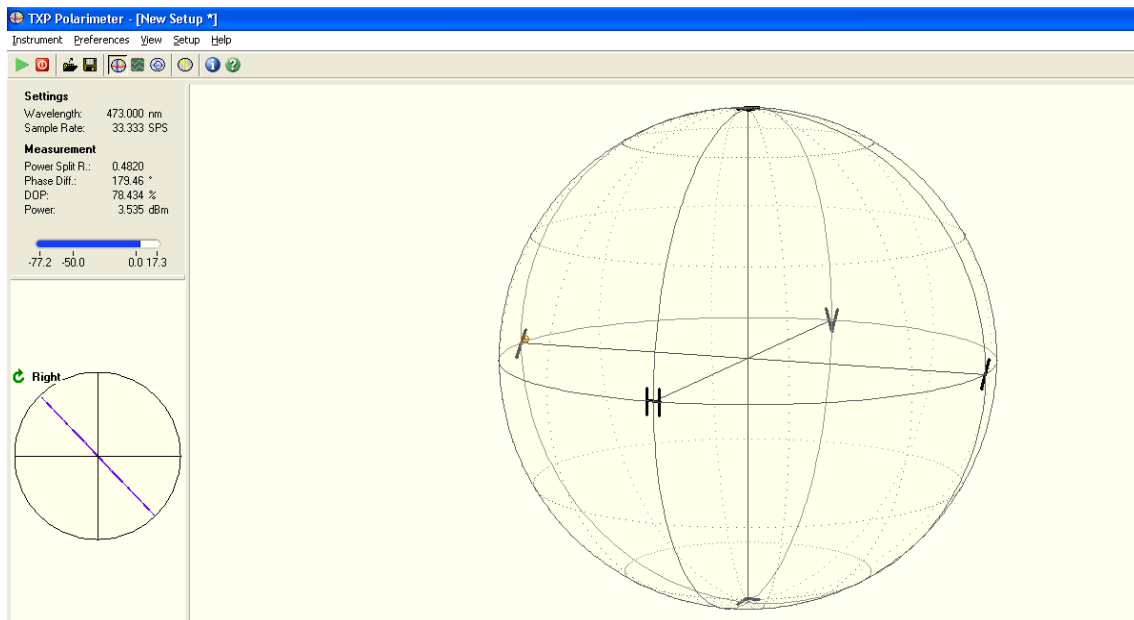


Продолжение табл. 2

Результаты измерений исходных поляризационных характеристик лазерного излучения с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра (согласно рис. 4). К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута исходного лазерного излучения на выходном окне ячейки Керра для P – компоненты при приложенном напряжении 650 В

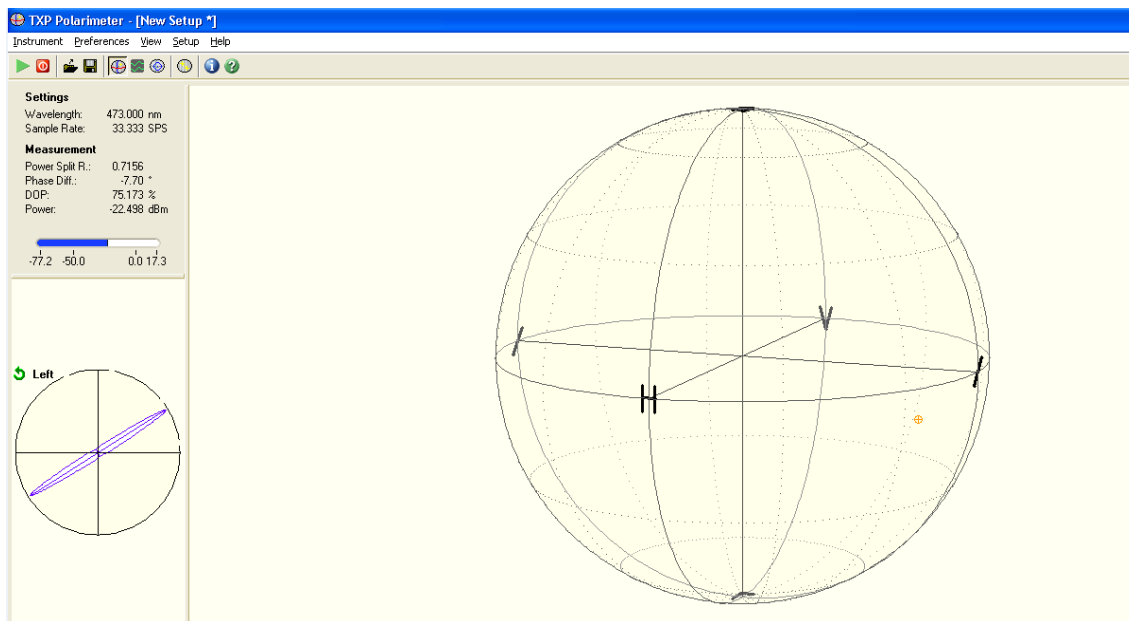


Результаты измерений исходных поляризационных характеристик лазерного излучения с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра (согласно рис. 4). К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута исходного лазерного излучения на выходном окне ячейки Керра для S – компоненты при приложенном напряжении 1550 В

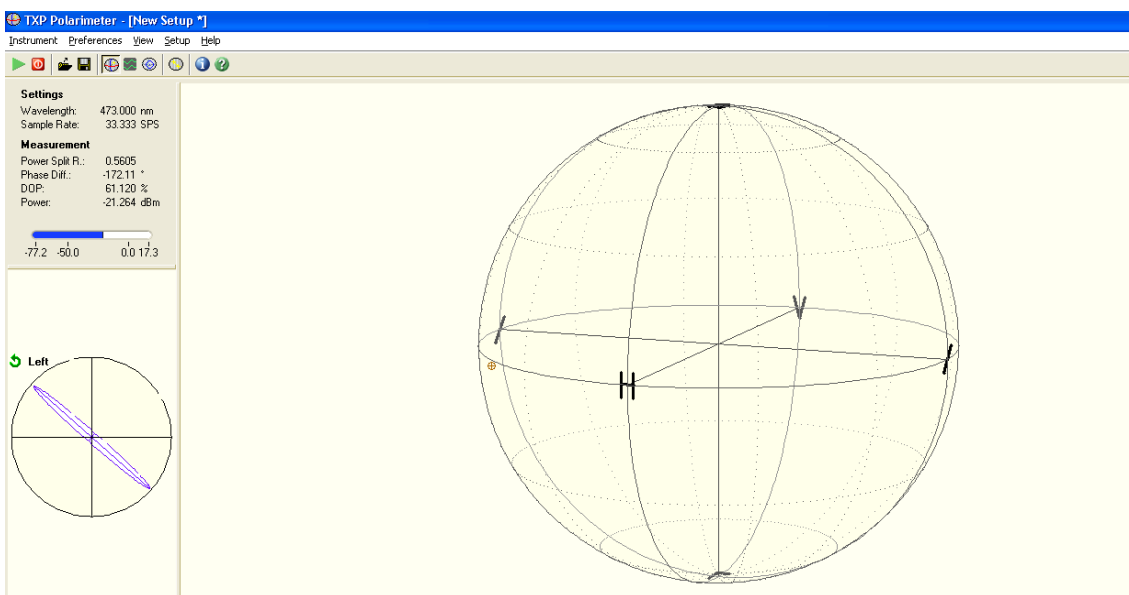


Продолжение табл. 2

К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута лазерного излучения прошедшего через линзовую оптическую систему с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра для Р – компоненты при приложенном напряжении 650 В (согласно рис. 5)

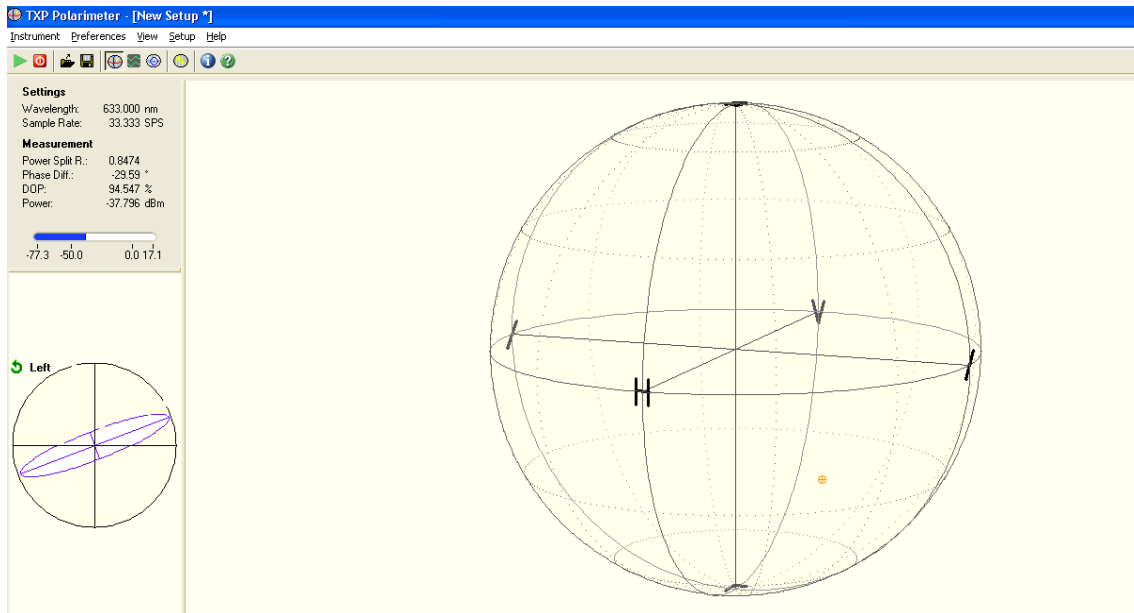


К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута лазерного излучения прошедшего через линзовую оптическую систему с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра для S – компоненты при приложенном напряжении 1550 В

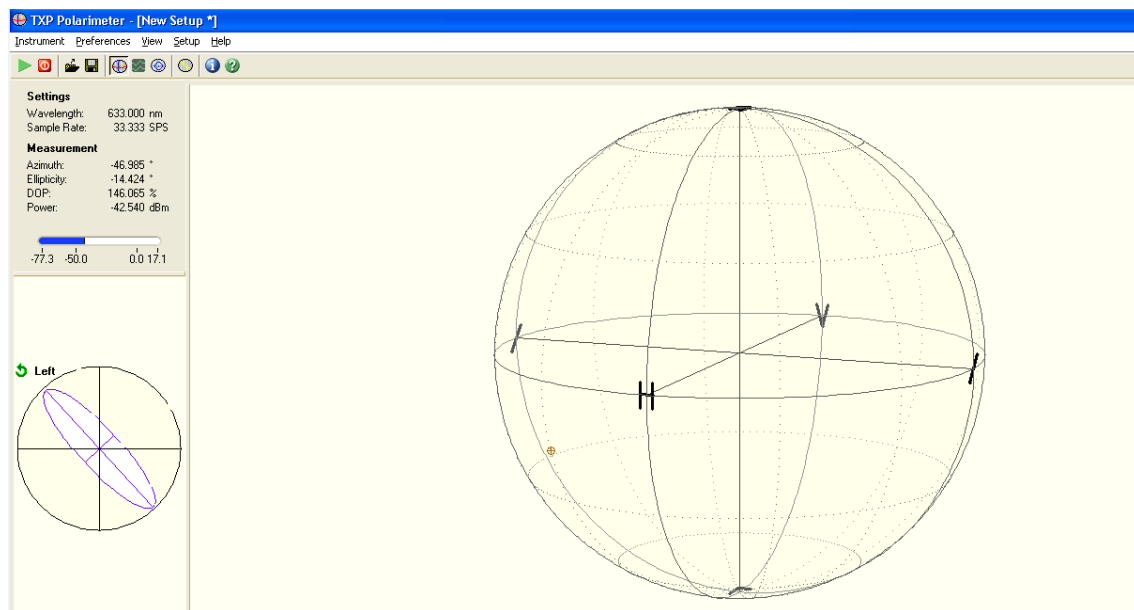


Окончание табл. 2

К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута лазерного излучения прошедшего через зеркальную оптическую систему с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра для P – компоненты при приложенном напряжении 650 В



К определению коэффициента эллиптичности, угла азимута лазерного излучения прошедшего через зеркальную оптическую систему с учётом встроенной в оптический тракт ячейки Керра для S – компоненты при приложенном напряжении 1550 В



На основе проведенных и представленных в таблице 2 экспериментальных данных представлен сравнительный анализ эволюции по-

ляризационных характеристик лазерного излучения, прошедшего линзовую и зеркальную оптические системы (см. табл. 3).

Таблица 3

Сравнение основных поляризационных характеристик лазерного излучения, прошедшего через линзовую и зеркальную оптические системы

№	Наименование параметра	Значения характеристики (идеальный случай)	Значения характеристики после линзовой оптической системы	Значения характеристики после зеркальной оптической системы
1	Коэффициент эллиптичности – q , отн. ед. $q = \frac{m^2 - n^2}{m^2 + n^2}$ m, n – длины полуосей эллипса	1 / 0	0,7	0,8
2	Угол азимута – α_p (угол поворота большой оси эллипса), град.	0,45, ... 360 (любое значение из ряда данных кратных 45 градусам)	7	27
3	Деполаризация лазерного излучения – D , $D = 1 - \rho = 1 - \left[\frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \right]$, отн. ед. где I_{\perp}, I_{\parallel} – интенсивности двух взаимно-ортогональных волн, Вт	0	0,8615	0,5
4	Коэффициент сравнения изменения степени поляризации исходного лазерного излучения $K_{\text{пол}} = \rho_{\text{нач}} / \rho_{\text{конеч}}$	1	0,2054	0,05
5	Модуль фазовой анизотропии – Δ , отн. ед. $\Delta = \delta r_p - \delta r_s = 2 \times q = 2 \times \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}$, где $\delta r_p, \delta r_s$ – скачки фаз, возникающие при прохождении излучения через оптическую систему	0	0,001	0,017

Сравнительный анализ оптических систем, представленный в таблице 3 показывает, что линзовая оптическая система является более предпочтительной с точки зрения коэффициента изменения степени поляризации. Так например анализируя значения модуля фазовой анизотропии можно видеть, что вносимый «скачок» в разность фаз между двумя компонентами (\vec{S} и \vec{P} – компонентами исходной плоской линейно-поляризованной волны) в зеркальной системе в 17 раз больше, что является отрицательным фактором. При малейших разбюстировках элементов линзовой системы этот «скачок» может увеличиваться в разы, что безусловно приведёт к изменению

исходного линейного состояния поляризации (\vec{S} и \vec{P} – компонент исходной плоской линейно-поляризованной волны), а значит к увеличению погрешности проводимых измерений эффективных значений среднеквадратических отклонений параметров шероховатости в методе дифференциального рассеяния, основная идеология которого построена на детектировании плоских линейно-поляризованных волн.

Для подтверждения данного факта в работе был проведен дополнительный эксперимент, посвящённый анализу влияния углов падения на плоское зеркало с алюминированием, находящегося на выходе оптического тракта зеркальной системы (см. рис. 8, 9).

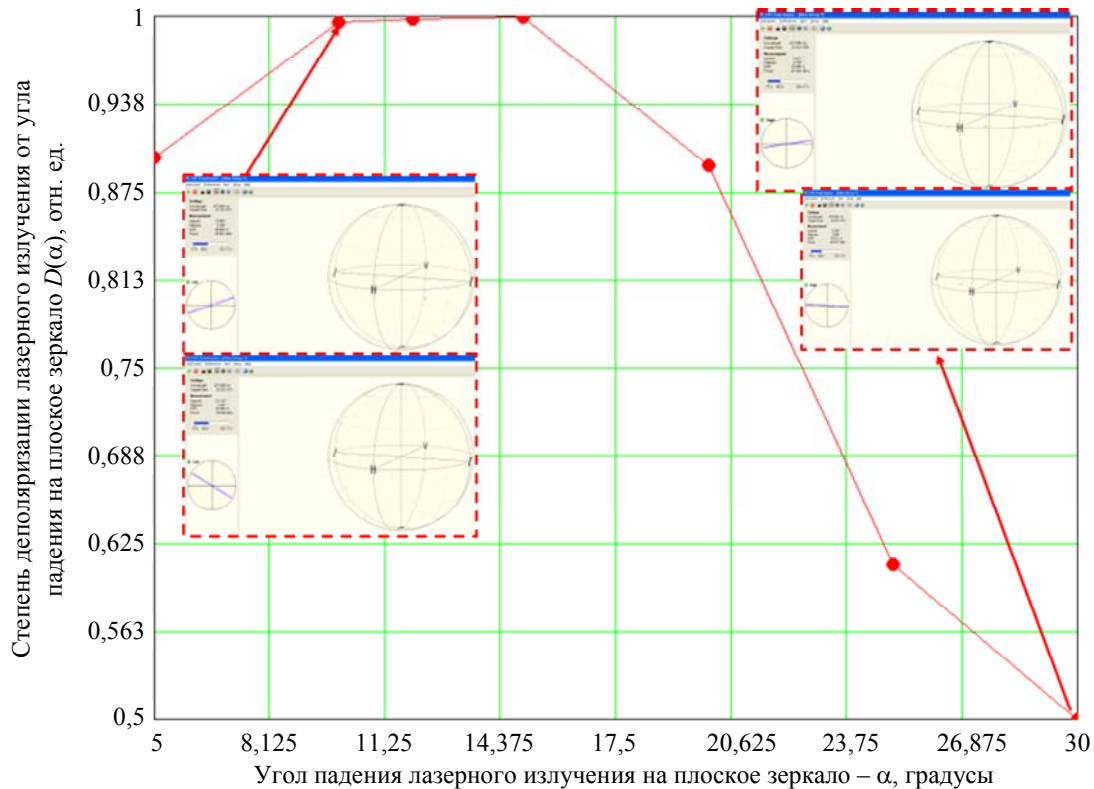


Рис. 10. К определению и исследованию степени деполаризации лазерного излучения от угла падения на плоское зеркало с алюминированием в зеркальной оптической системе

На рисунке 10 показана зависимость изменения степени деполаризации от угла падения (или разстировки) плоского зеркала с алюминированием в зеркальной оптической системе. Как можно видеть на графике наблюдается экстремум исследуемой функции, а и при изменении углового положения зеркала в диапазоне от 10 до 30 градусов степень деполаризации может изменяться в 2 раза, что обусловлено наличием «скачка» фаз между ортогональными компонентами исходной падающей волны, прошедшей через зеркальную оптическую систему (см. табл. 3).

Полученные в работе экспериментальные данные позволяют перейти к анализу влияния эволюции характеристик состояния поляризации лазерного излучения (см. табл. 3), рассеянного оптической поверхностью в методе дифференциального рассеяния на результат определения эффективного значения среднеквадратического отклонения высотного параметра шероховатости.

С этой целью проведём математическое моделирование метода дифференциального рассеяния, согласно аналитическим выражениям (4)–(9). Зададимся полученными экспериментально поляризационными характери-

стиками для лазерного излучения (см. табл. 3), прошедшего линзовую и зеркальную оптические системы, которое при взаимодействии с контролируемой оптической поверхностью, претерпевает рассеяние в следствие наличия поверхностных неоднородностей в виде шероховатости ангстремного уровня.

В качестве исходных данных примем следующие поляризационные, спектральные, геометро-оптические и статистические характеристики:

- коэффициент эллиптичности лазерного излучения после прохождения линзовой оптической системы: $q_l = 0,7$;
- коэффициент эллиптичности лазерного излучения после прохождения зеркальной оптической системы: $q_z = 0,0085$;
- угол азимута (угол поворота большой оси эллипса для \vec{P} – компоненты лазерного излучения после прохождения линзовой оптической системы): $\alpha_l = 7^\circ$;
- угол азимута (угол поворота большой оси эллипса для \vec{P} – компоненты лазерного излучения после прохождения зеркальной оптической системы): $\alpha_z = 27^\circ$;
- длина волны лазерного излучения: $\lambda = 473 \text{ нм}$;

– угол падения лазерного излучения на поверхность контролируемой оптической детали относительно нормали: $\Theta_0 = 10^\circ$;

– диэлектрическая проницаемость материала контролируемой оптической детали: $\varepsilon = 2,12$;

– спектральная плотность корреляционной функции, согласно экспоненциальной статистике распределения плотности вероятности высот на поверхности контролируемой оптической детали:

$$g(v) = \frac{2 \times \pi \times \sigma^2 \times l^2}{\left[1 + l^2 \times (k_0^2 + k^2(v) - 2 \times k_0 \times k(v) \times \cos \alpha)\right]^2},$$

где $\sigma = 1 \text{ \AA}$ – эффективное значение средне-квадратического отклонения высотных параметров шероховатости; $l = 0,7 \text{ мкм}$ – длина корреляции контролируемой оптической поверхности; $k_0 = \frac{2 \times \pi}{\lambda}$ – вектор волнового числа падающей на контролируемую поверхность плоской (квазиплоской) электромагнитной волны, мкм^{-1} ; $k(v)$ – вектор волнового числа дифрагированной (рассеянной) плоской (квазиплоской) электромагнитной волны от контролируемой поверхности, мкм^{-1} ; α – угол поворота большой оси эллипса для \vec{P} – компоненты лазерного излучения после прохождения линзовой или зеркальной оптических систем, град.

Тогда аналитические выражения для индикатрис рассеянного лазерного излучения (4), формируемого линзовой и зеркальной оптическими системами, с учётом угловых функций (5)–(8) для соответствующих состояний поляризации будут представлены в виде

$$\frac{dI_i(\theta)}{I_0 \times d\Omega_{\text{линз}}} = 4 \left(\frac{2 \times \pi}{\lambda} \right) \times \cos(\theta_0) \times \cos^2(\theta) \times \left[0,7 (F_{\text{лрр}}(\alpha_{\text{л}}) \times g_{\text{лр}}(\theta, \alpha_{\text{л}}) + F_{\text{лсс}}(\alpha_{\text{л}}) \times g_{\text{лс}}(\theta, \alpha_{\text{л}})) \right], \quad (10)$$

$$\frac{dI_i(\theta)}{I_0 \times d\Omega_{\text{зерк}}} = 4 \left(\frac{2 \times \pi}{\lambda} \right) \times \cos(\theta_0) \times \cos^2(\theta) \times \left[0,7 (F_{\text{зрр}}(\alpha_3) \times g_{\text{зр}}(\theta, \alpha_3) + F_{\text{зсс}}(\alpha_3) \times g_{\text{зс}}(\theta, \alpha_3)) \right], \quad (11)$$

где $F_{\text{лрр}}(\alpha_{\text{л}})$ – угловая функция для \vec{P} – компоненты лазерного излучения после прохождения линзовой оптической системы, зависящая от угла азимута, б/р;

$F_{\text{лсс}}(\alpha_{\text{л}})$ – угловая функция для \vec{S} – компоненты лазерного излучения после прохождения линзовой оптической системы, зависящая от угла азимута, б/р;

$F_{\text{зрр}}(\alpha_3)$ – угловая функция для \vec{P} – компоненты лазерного излучения после прохождения зеркальной оптической системы, зависящая от угла азимута, б/р;

$F_{\text{зсс}}(\alpha_3)$ – угловая функция для \vec{S} – компоненты лазерного излучения после прохождения зеркальной оптической системы, зависящая от угла азимута, б/р;

$g_{\text{лр}}(\theta, \alpha_{\text{л}})$, $g_{\text{лс}}(\theta, \alpha_{\text{л}})$, $g_{\text{зр}}(\theta, \alpha_3)$, $g_{\text{зс}}(\theta, \alpha_3)$ – спектральные плотности мощности для соответствующих \vec{P} и \vec{S} – компонент лазерного излучения прошедшего линзовую и зеркальную оптические системы, $\text{нм}^2 \cdot \text{мм}$;

$$R(\theta) = \frac{4 \times \pi^2 \times (n_{\text{в}} - 1)^2 \times d}{\lambda^4 \times N \times \sin(\theta) \times \cos(\theta)} - \text{распределение интенсивности при рассеянии Рэлея на молекулах в атмосфере};$$

$n_{\text{в}} = 1,000293$ – показатель преломления воздуха, б/р;

$d = 5, \text{ мм}$ – диаметр пятна подсвета на поверхности контролируемой детали;

$N = 2,68 \times 10^{16}, \text{ см}^{-3}$ – концентрация молекул в воздухе.

На рисунке 11 представлены графики функций индикатрис рассеянного лазерного излучения, формируемого линзовой и зеркальной оптическими системами, построенные согласно представленным аналитическим выражениям (10) и (11) с учётом ранее полученных экспериментальных данных (см. табл. 3).

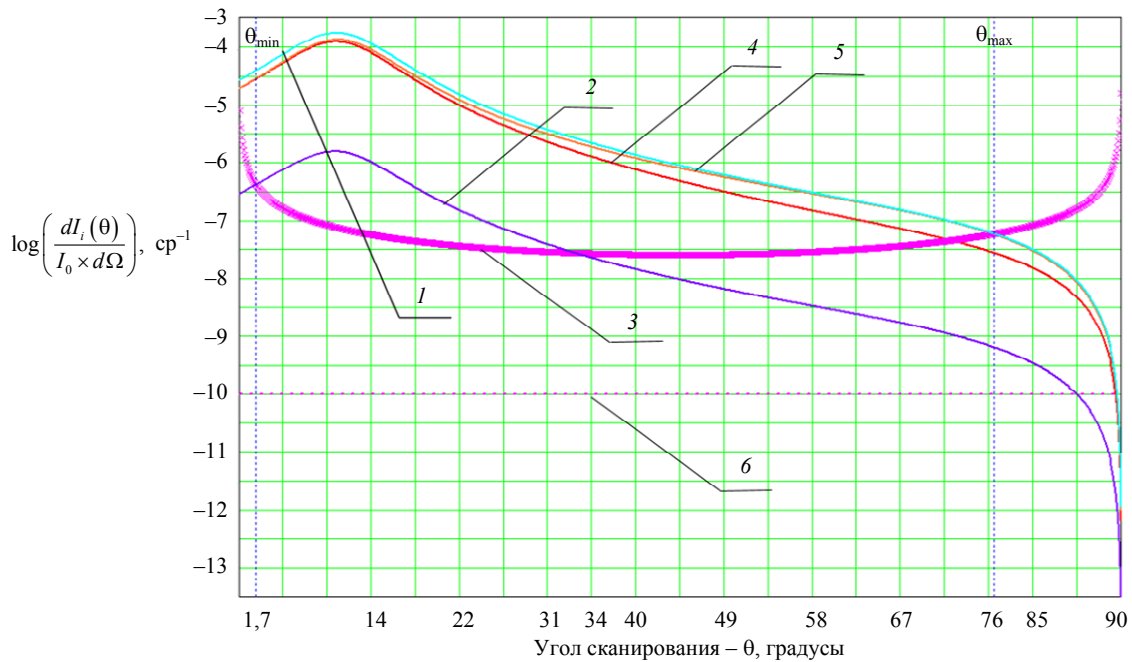


Рис. 11. Графики индикатрис рассеяния лазерного излучения в зависимости от угла сканирования: 1 – индикатриса рассеяния лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой; 2 – индикатриса рассеяния лазерного излучения, сформированного зеркальной оптической системой; 3 – индикатриса рассеяния лазерного излучения, при рассеянии Рэлея на молекулах в атмосфере; 4 – индикатриса рассеяния лазерного излучения при линейном состоянии поляризации для \vec{P} – компоненты лазерного излучения; 5 – индикатриса рассеяния лазерного излучения при линейном состоянии поляризации для \vec{S} – компоненты лазерного излучения; 6 – среднеквадратическое распределение интенсивности, эквивалентное распределению шуму электронного тракта

Как можно видеть из рисунка 11 кривая распределения интенсивности, сформированная в результате рассеяния на молекулах (рассеяния Рэлея), ограничивает диапазон углов сканирования для индикатрисы рассеяния лазерного излучения, сформированного зеркальной оптической системой в большей степени, чем для индикатрисы рассеяния лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой.

Полученные ограничения по углам сканирования в существенной степени повышают погрешность определения эффективного значения среднеквадратического отклонения, рассчитываемого в полученном диапазоне пространственных частот при интегрировании спектральной плотности корреляционной функции, согласно (9). На рисунке 11 так же представлены графики индикатрис рассеяния лазерного излучения при линейном состоянии поляризации для \vec{S} и \vec{P} – компонент лазерного излучения, характер распределения которых и ограничения по углам сканирования как качественно, так количественно близки к слу-

чаю индикатрисы рассеяния лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой.

Как можно видеть из графиков на рисунке 3 для линзовой оптической системы ограничения по углам сканирования индикатрисы рассеянного лазерного излучения, вследствие учёта Рэлеевского рассеяния на молекулах в воздухе, составляют значения от 0° до 76° , что эквивалентно диапазону регистрируемых пространственных частот от 0 мкм^{-1} до $2,06 \text{ мкм}^{-1}$. Тогда как для зеркальной оптической системы ограничения по углам сканирования индикатрисы рассеянного лазерного излучения составляют значения от $1,7^\circ$ до 34° , что эквивалентно диапазону регистрируемых пространственных частот от $0,063 \text{ мкм}^{-1}$ до $1,189 \text{ мкм}^{-1}$.

Полученные значения ограничений по пространственным частотам показаны на рисунке 12, где представлены распределения функций спектральных плотностей мощностей корреляционных функций для соответствующих индикатрис рассеяния лазерного излучения, согласно рисунку 11.

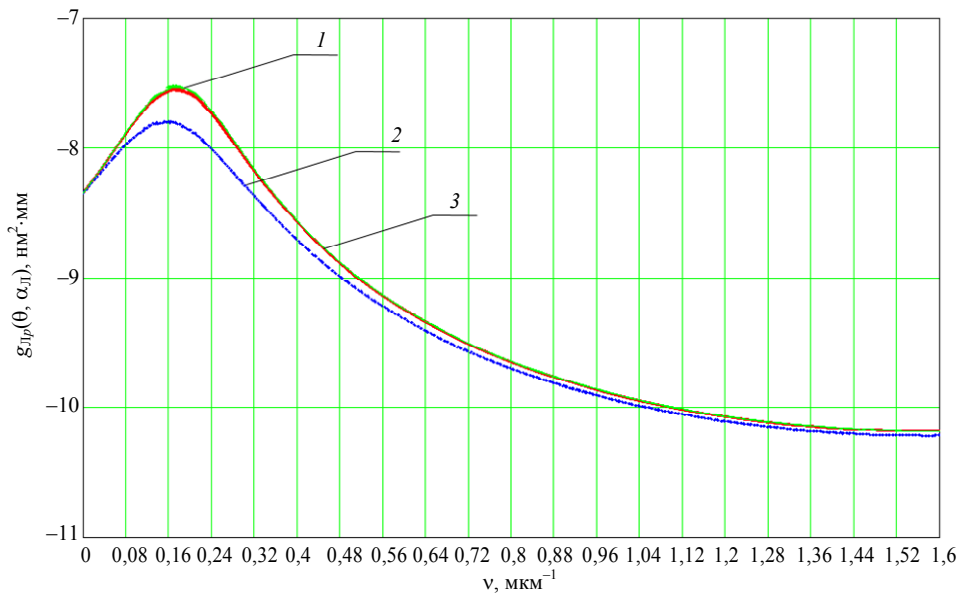


Рис. 12. Графики спектральных плотностей корреляционных функций в зависимости от пространственных частот: 1 – распределение спектральной плотности корреляционной функции, соответствующее индикатрисе рассеяния лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой; 2 – распределение спектральной плотности корреляционной функции, соответствующее индикатрисе рассеяния лазерного излучения, сформированного зеркальной оптической системой; 3 – распределение спектральной плотности корреляционной функции, соответствующее индикатрисе рассеяния лазерного излучения при линейном состоянии поляризации для \vec{P} – компоненты лазерного излучения

Как можно видеть из рисунка 12 графики спектральных плотностей мощности для индикатрис рассеяния лазерного излучения при линейном состоянии поляризации для \vec{P} – компоненты (поз.3 на рисунке 12) и для рассеяния лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой (поз.1 на рисунке 12) имеют схожий как качественный, так и количественный характер, что даёт возможность перейти к расчёту основного статистического параметра качества исследуемых оптических поверхностей.

Рассчитаем на основе представленных графических распределений (см. рис. 11, 12), согласно (9) эффективное значение среднеквадратического отклонения высотного значения параметра шероховатости с учётом влияния Рэлеевского рассеяния на молекулах в воздухе.

Тогда полученные значения будут составлять:

– $\sigma_{эфф_л} = 0,9 \times 10^{-10}$ м – эффективное значение среднеквадратического отклонения высотного параметра шероховатости, полученное при регистрации индикатрисы рассе-

янного лазерного излучения, сформированного линзовой оптической системой;

– $\sigma_{эфф_з} = 0,69 \times 10^{-10}$ м – эффективное значение среднеквадратического отклонения высотного параметра шероховатости, полученное при регистрации индикатрисы рассеянного лазерного излучения, сформированного зеркальной оптической системой.

В этом случае погрешности восстановления исходного эффективного значения $\sigma_{эфф} = 1 \times 10^{-10}$ м в результате проведенного сравнительного анализа составили: $0,1 \times 10^{-10}$ м для линзовой оптической системы и $0,31 \times 10^{-10}$ м для зеркальной оптической системы.

Таким образом с точки зрения стабильности и оптимальности поляризационных параметров и характеристик лазерного излучения, а также минимальной погрешности определения эффективного значения среднеквадратического отклонения высотного параметра шероховатости в методе дифференциального рассеяния, является линзовая оптическая система в канале подсвета оптико-электронного прибора для контроля качества оптических изделий ангстремного уровня.

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов Д. Г. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 89–96.
2. Goodman J. W. Speckle phenomena in optics: theory and applications. – Colorado: Roberts and Company, 2006.
3. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: МИР, 1980.
4. Гудмен Дж. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988.
5. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. Часть II. – М.: Наука, 1966.
6. Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. – Norwood: Pergamon Press, ARTECH HOUSE, 1987.
7. Денисов Д. Г., Карасик В. Е. / Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Серия Приборостроение. 2011. № 2 (83). С. 36–47.
8. Карасик В. Е., Денисов Д. Г., Сахаров А. А., Мухина Е. Е. Методы и приборы управления параметрами лазерного излучения. Электрооптические устройства. – М., 2022.

PACS: 03.65.Nk

Investigation of the influence of characteristics scattered laser radiation for the determination of statistical roughness parameters of optical surfaces

D. G. Denisov

Bauman Moscow Technical University
5 2-nd Baumanskaya st., Moscow, 105005, Russia

Received 2.12.2024; revised 26.01.2025; accepted 9.02.2025

The influence of lens and mirror optical schemes of the illumination channel of an optoelectronic system for measuring the roughness parameters of the angstrom level of optical surfaces on the evolution of the polarization characteristics of laser radiation generated up to the optical surface of the study has been investigated and experimentally analyzed. The general theoretical provisions of the differential scattering method, which underlies the principle of measuring roughness parameters based on the registration of scattered (diffracted) laser radiation having a linear polarization state, are presented. A theoretical assessment is given of the influence of the evolution of the polarization state of laser radiation that has passed through the lens and mirror optical systems, scattered by the optical surface, on the measurement error of the effective RMS deviation of the angle-level roughness parameters. As a result of the presented comparative analysis of the influence of two optical schemes on the evolution of the initial parameters of the polarization state of laser radiation: the ellipticity coefficient, the azimuth angle (the angle of rotation of the major axis of the polarization ellipse), depolarization of laser radiation, and the modulus of phase anisotropy, recommendations are made on the expediency of using a lens optical system in the illumination channel.

Keywords: lens and mirror optical systems; polarization state parameters; laser radiation; differential scattering method.

REFERENCES

1. Denisov D. G., Applied physics, № 1, 89–96 (2022) [in Russian].
2. Goodman J. W., Speckle phenomena in optics: theory and applications. Colorado, Roberts and Company, 2006.
3. Franson M., Literature review. Moscow, MIR, 1980.
4. Goodman J., Statistical characteristics. Moscow, Mir Publ., 1988.
5. Rytov S. M., Introduction to statistical radiophysics. Random Fields. Part II. Moscow, Nauka Publ., 1966.
6. Beckman P. and Spitzikino A., Scattering of electromagnetic waves on a rough surface. Norwood, Pergamon Press, ARTEK HOUSE, 1987.
7. Denisov D. G. and Karasik V. E., Bulletin of the Bauman Moscow State Technical University. Instrument Engineering series, № 2 (83), 36–47 (2011).
8. Karasik V. E., Denisov D. G., Sakharov A. A. and Mukhina E. E., Methods and devices for controlling laser radiation parameters. Electro-optical devices, Moscow, 2022.