

УДК 535.015

Определение деформаций волнового фронта светового пучка, вызванных волнистостью оптических поверхностей

© 2019 г. **В. С. Сиразетдинов, доктор физ.-мат. наук;**
И. Ю. Дмитриев, доктор техн. наук; П. М. Линский; Н. В. Никитин

Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения, г. Сосновый Бор Ленинградской обл.
E-mail: SirazetdinovVS@nioep.ru

Поступила в редакцию 12.10.2018

DOI:10.17586/1023-5086-2019-86-05-03-10

Представлен метод определения деформаций волнового фронта сфокусированного светового пучка, вызванных волнистостью оптических поверхностей. Получено лежащее в основе метода соотношение, связывающее деформации волнового фронта с флуктуациями интенсивности в изображении пучка вне фокальной области. Численное имитационное моделирование метода и экспериментальные исследования светового пучка, искаженного волнистой поверхностью параболического зеркала, показали возможность определять деформации волнового фронта с относительной погрешностью 10% в диапазоне значений от единиц до нескольких сотен нанометров.

Ключевые слова: световой пучок, деформации волнового фронта, волнистость оптической поверхности, флуктуации интенсивности.

Коды OCIS: 120.0120, 260.0260

ВВЕДЕНИЕ

Реальные оптические элементы (ОЭ) и системы всегда вносят искажения в волновой фронт (ВФ) проходящих через них световых пучков. Причинами возникновения искажений являются погрешности расчета и изготовления ОЭ и систем. На финальной стадии изготовления асферических и крупногабаритных оптических поверхностей часто используется доводочный инструмент малых размеров, действующий зонально. В результате на поверхности ОЭ остаются мелкомасштабные или, как их называют, волнистые деформации (ВД) профиля, которые порождают деформации ВФ светового пучка, прошедшего ОЭ. По аналогии и в связи с природой происхождения далее такие деформации поверхности ВФ светового пучка тоже будем называть волнистыми. Критерием, разделяющим волнистые и крупномасштабные деформации (ошибки формы) поверхности ОЭ, считают пространственную частоту гармоник деформаций поверхности на уровне 5 периодов и более на базовой длине, равной радиусу ОЭ [1]. Исходя из этого же критерия и рассматривая в качестве

базовой длины радиус пучка, мы будем отличать ВД ВФ от крупномасштабных ошибок, связанных с волновыми аберрациями пучка типа комы, сферической аберрации и др.

К точности определения ВД предъявляются высокие требования, поскольку их амплитуда мала и может составлять лишь единицы нанометров. Существуют классы оптических систем, для которых такой уровень деформаций ВФ является критическим. Это космические телескопы, работающие в коротковолновом диапазоне длин волн [2], объективы, используемые в аппаратуре нанолитографии, оптимальный диапазон которых лежит в области экстремального ультрафиолета [3]. Еще один важный класс ОЭ, для которых установлены жесткие требования к волнистым искажениям, это дисковые активные элементы и оптика усилительных каналов лазерных систем на неодимовом стекле, создаваемых для решения задач управляемого термоядерного синтеза [4]. В усилительном канале лазера ВД ВФ мощного светового пучка могут провоцировать развитие мелкомасштабной самофокусировки излучения, приводящей к катастрофическому

разрушению ОЭ лазера. Предельно допустимая волнистость поверхности с пространственным периодом $\tau \approx 2\text{--}32$ мм, характерным для остаточных следов доводочного инструмента на поверхности, установлена на уровне среднеквадратического значения 1,8 нм [4]. Очевидно, что контроль выполнения таких жестких требований к оптической поверхности или сформированному ВФ пучка должен осуществляться с погрешностью, меньшей этого значения.

В настоящей работе представлен метод, позволяющий определить ВД ВФ с требуемой точностью. Измерения выполняют в некогерентном свете, что снижает влияние помех, обусловленных присутствующими в зоне измерений виброфоном и воздушными потоками.

В основе метода лежит полученное в приближении геометрической оптики соотношение, однозначно связывающее ВД ВФ сфокусированного пучка с вызванными ими флуктуациями интенсивности в изображении поперечного сечения пучка, смещенном относительно плоскости фокусировки на выбранное специальным образом расстояние. Сходный метод измерений ошибок ВФ светового пучка, построенный на основе соотношений, полученных для распространения плоской волны с возмущенным ВФ, был предложен в работах [5, 6]. В них используется соотношение, связывающие деформации ВФ с производной от распределения интенсивности. Это приводит к необходимости регистрировать и алгебраически комбинировать два искаженных изображения поперечного сечения пучка, а также ограничивать на небольшом уровне значение изменений в распределении интенсивности, обусловленных деформациями ВФ. В силу этого метод оказывается достаточно сложным как в части регистрации и точного взаимного сопряжения изображений, так и в части последующей математической обработки данных. Помимо этого, авторы работ [5, 6] не сформулировали четких требований к схеме регистрации изображений пучка, обеспечивающих справедливость соотношений, используемых для расчета деформаций ВФ.

В разделе 1 представлен вывод соотношения, связывающего ВД ВФ сфокусированного пучка с вызванными ими флуктуациями интенсивности в его поперечном сечении на некотором расстоянии от точки фокусировки. Описан метод измерений ВД ВФ, построенный на основе полученного соотношения. В разделе 2 представлены результаты численного моделирования метода, уточняющие особенности его практического применения. В разделе 3 представлены результаты экспериментальных измерений ВД ВФ, внесенных поверхностью внеосевого параболического зеркала в отраженный световой пучок. Отметим, что основные результаты настоящей работы защищены патентом РФ на изобретение [7].

1. ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОКУСИРУЕМОГО СВЕТОВОГО ПУЧКА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВОЛНИСТЫМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Рассмотрим экспериментальную ситуацию, когда изначально однородный по интенсивности коллимированный пучок света отражается от искаженной волнистостью поверхности зеркала с фокусным расстоянием F , отсчитываемым от опорной сферической поверхности радиуса, равного F . В настоящем рассмотрении, выполняемом в приближении геометрической оптики, будем предполагать, что крупномасштабные абберационные искажения ВФ пучка отсутствуют, а амплитуда ВД во много раз меньше их пространственного периода τ . Тогда после отражения от зеркала ВФ фокусируемого пучка становится в среднем сферическим, но возмущенным небольшими ВД. Комплексная амплитуда поля сфокусированной волны имеет вид

$$U(r, \theta, \varphi) = \sqrt{I(r, \theta, \varphi)} \exp[(2\pi i / \lambda) S(r, \theta, \varphi)], \quad (1)$$

где (r, θ, φ) — координаты точки на ВФ в сферической системе координат с началом в точке фокусировки волны, λ — длина волны, $I(r, \theta, \varphi)$ — распределение интенсивности излучения на дистанции r , $S(r, \theta, \varphi) = [(F - r) + \delta(\theta, \varphi)]$ — набег оптического пути (или эйконал волны), отсчитываемый от сферы радиуса F , соприкасающейся с поверхностью зеркала, включающий сферическую составляющую набега оптического пути $(F - r)$ и возмущения $\delta(\theta, \varphi)$ в виде ВД ВФ, приобретенных при отражении от поверхности зеркала.

Уравнение, описывающее изменение интенсивности распространяющейся волны вида (1) в приближении геометрической оптики, имеет вид [8]

$$\text{grad}\{\ln[I(r, \theta, \varphi)]\} \text{grad}[S(r, \theta, \varphi)] = -\Delta S(r, \theta, \varphi) = -\Delta[(F - r) + \delta(\theta, \varphi)], \quad (2)$$

где grad и Δ — дифференциальные операторы градиента и лапласиана.

Вблизи поверхности зеркала, т.е. при $r = F$, по условиям, принятым нами, уровень интенсивности излучения постоянен — $\ln[I(F, \theta, \varphi)] = \text{const}$.

Введем в рассмотрение функцию $\psi(r, \theta, \varphi) = \ln[I(r, \theta, \varphi)] - \ln[\langle I(r) \rangle]$, где $\langle I(r) \rangle$ есть среднее значение интенсивности излучения по поперечному сечению пучка на дистанции r . Функция $\psi(r, \theta, \varphi)$ характеризует распределение уровня флуктуаций интенсивности возмущенной сферической волны и стремится к нулю при $\delta(\theta, \varphi) \rightarrow 0$ или $r \rightarrow F$.

За счет деформаций ВФ световые лучи испытывают угловые отклонения от невозмущенного радиального направления. Отклонения малы, поскольку имеют порядок величины $\lambda/\tau < 10^{-3}$, и статистически изменяются при переходе от одной

точки сечения пучка к другой. В таких условиях $\text{grad}\{\ln[I(r, \theta, \varphi)]\}\text{grad}[S(r, \theta, \varphi)] \approx -\partial\ln[I(r, \theta, \varphi)]/\partial r$ и $\partial\ln[\langle I(r) \rangle]/\partial r = \Delta(F - r)$, т.е. среднее значение интенсивности меняется за счет сферического сжатия. С учетом этого из уравнения (2) получаем уравнение для распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi(r, \theta, \varphi)$

$$\partial\psi(r, \theta, \varphi)/\partial r = (1/r^2)\Delta_{\theta, \varphi}\delta(\theta, \varphi), \quad (3)$$

где введен дифференциальный оператор $\Delta_{\theta, \varphi}$, включающий только угловую часть лапласиана.

Интегрирование этого уравнения в пределах от F до r дает соотношение

$$\begin{aligned} & [(1/F) - (1/r)]\Delta_{\theta, \varphi}\delta(\theta, \varphi) = \\ & = \psi(r, \theta, \varphi) = \ln[I(r, \theta, \varphi) / \langle I(r) \rangle]. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнение (4), справедливое в приближении геометрической оптики, позволяет вычислить деформации ВФ $\delta(\theta, \varphi)$ по известному распределению уровня флуктуаций интенсивности в поперечном сечении пучка $\psi(r, \theta, \varphi)$ на некотором расстоянии r от фокуса.

Правую часть уравнения (4) на практике получают путем регистрации фотоприемным устройством распределения интенсивности в поперечном сечении светового пучка в плоскости P , удаленной на расстояние $r = L$ от точки фокусировки пучка. Если плоскость P смещена в предфокальную область, будем считать дистанцию $L > 0$, а при смещении за фокус — $L < 0$. Значение $|L|$ не может быть выбрано произвольно, поскольку уравнение (4) справедливо только в приближении геометрической оптики, которое нарушается вблизи фокальной области. Рассмотрим условия, которым должна удовлетворять дистанция L .

Чем ближе расположена плоскость регистрации P к точке фокусировки пучка, т.е. чем меньше величина $|L|$, тем сильнее выражены флуктуации интенсивности и тем точнее можно их измерить на фоне присутствующих шумов в регистрируемом изображении пучка. Но одновременно нарастают и погрешности расчета ВД ВФ, обусловленные проявлением волновой природы света по мере приближения к фокальной области. На дистанции $|F - L|$ от зеркала каждому лучу, приходящему в плоскость регистрируемого изображения, отвечает не точка исхода на участке ВФ пучка вблизи поверхности зеркала, а некоторый участок, так называемая зона Френеля, радиус которой оценивается как $\rho_{Fr} = [\lambda|(F^2/L) - F|]^{1/2}$. Это следует из известного принципа Гюйгенса–Френеля. Если диаметр зоны Френеля превышает наименьший пространственный период ВД ВФ τ_{\min} , то действие соседних деформаций фронта, попавших в пределы зоны Френеля, усредняется и результирующие возмущения интенсивности в сечении пучка начинают

сглаживаться. Чтобы этого не происходило, следует выполнить условие $[\lambda|(F^2/L) - F|]^{1/2} \leq \tau_{\min}/2$, достаточность которого была подтверждена и в имитационных численных экспериментах. Поскольку, как правило, $|L| \ll |F|$, получаем соотношение для наименьшей допустимой дистанции регистрации $|L_{\min}|$

$$|L_{\min}| = 4\lambda(F/\tau_{\min})^2. \quad (5)$$

В эксперименте изображение поперечного сечения пучка регистрируют в цифровом виде фотоприемным устройством типа матрицы ПЗС. Поскольку матрицы ПЗС имеют прямоугольную сетку пикселей, то уравнение (4), записанное в сферической системе координат, следует привести к декартовой системе координат (x, y) в плоскости P_0 , ортогональной оси пучка и расположенной на расстоянии F от точки фокусировки пучка, т.е. вблизи поверхности зеркала. Началом системы координат (x, y) служит точка пересечения этой плоскости с осью пучка. В координатах плоскости P_0 искомое распределение деформаций ВФ записывается как $\delta(x, y)$, а уравнение (4) принимает вид

$$\begin{aligned} & (\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)\delta(x, y) = \\ & = [L/(L - F)L]\ln[I(x, y) / \langle I \rangle], \end{aligned} \quad (6)$$

где $I(x, y)$ — распределение интенсивности светового пучка в плоскости P , приведенное к координатам плоскости P_0 путем замены координат сферической системы в распределении интенсивности расфокусированного пучка $I(L, \theta, \varphi)$ на декартовы с учетом соотношений $x = Ftg(\theta)\cos(\varphi)$, $y = Ftg(\theta)\sin(\varphi)$. $\langle I \rangle$ — среднее значение интенсивности, вычисленное по распределению $I(x, y)$.

При выборе численного метода решения уравнения (6) следует принимать во внимание наличие в зарегистрированном распределении интенсивности искажений, обусловленных шумами фотоприемного устройства и возможными световыми помехами. В присутствии таких помех оптимальным, как оказалось, является вариационный метод решения — метод Ритца, основанный на поиске минимума функционала, отвечающего уравнению вида (6), или близкий к нему метод Галеркина [9]. Согласно методу Ритца решение ищут в виде суммы базовых функций с неопределенными коэффициентами, численные значения которых определяют из условия минимума функционала. Находят минимум при свободных граничных условиях [9].

2. ИМИТАЦИОННОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА

С целью оценки точности и выявления особенностей применения метода определения ВД ВФ по распределению интенсивности в поперечном

сечении светового пучка было выполнено имитационное математическое моделирование метода.

При моделировании распределение ВД ВФ $\delta(x, y)$ изначально задают в виде двумерного тригонометрического полинома. Получают комплексную амплитуду поля однородной сферически сходящейся световой волны с радиусом кривизны F и волнистыми фазовыми искажениями $\delta(x, y)$, ограниченной в поперечном сечении кругом диаметром D . Методом расчета дифракционного интеграла Френеля вычисляют распределение комплексной амплитуды поля, а по ней и интенсивности пучка в плоскости P , отвечающей выбранной дистанции регистрации L . Полученное распределение интенсивности, включающее в себя помимо мелкомасштабных волнистых флуктуаций добавленные помехи в виде крупномасштабных вариаций интенсивности и высокочастотного шума, рассматривают в качестве «экспериментальных» данных. Далее в соответствии с методом находят правую часть уравнения (6) и, решая это уравнение, вычисляют функцию $\delta_1(x, y)$, описывающую восстановленное распределение ВД ВФ. Полученное распределение $\delta_1(x, y)$ затем сравнивают с исходным $\delta(x, y)$.

При вычислении функции $\delta_1(x, y)$ ее аппроксимируют тригонометрическим полиномом, состоящим из ограниченной суммы членов двумерного ряда Фурье с порядковыми номерами гармоник p и q

$$\begin{aligned} \delta_1(x, y) = & \sum_{p,q} a_{p,q} \cos\left(\frac{2p\pi x}{D}\right) \cos\left(\frac{2q\pi y}{D}\right) + \\ & + \sum_{p,q} b_{p,q} \sin\left(\frac{2p\pi x}{D}\right) \sin\left(\frac{2q\pi y}{D}\right) + \\ & + \sum_{p,q} c_{p,q} \sin\left(\frac{2p\pi x}{D}\right) \cos\left(\frac{2q\pi y}{D}\right) + \\ & + \sum_{p,q} d_{p,q} \cos\left(\frac{2p\pi x}{D}\right) \sin\left(\frac{2q\pi y}{D}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

В соответствии с методом Ритца значения коэффициентов в тригонометрическом полиноме определяют из условия минимума функционала, отвечающего уравнению (6). Порядковые номера гармоник p и q в сумме ряда пробегает диапазон от 0 до максимального значения $q_{\max} \geq D/\tau_{\min}$, но при этом из суммы вычитают члены ряда, в которых оба порядковых номера p и q имеют значения, меньшие D/τ_{\max} , где τ_{\max} — наибольший период ВД. Поскольку по определению, введенному выше, к ВД ВФ относят гармоники, имеющие 5 и более периодов на радиусе светового пучка, то $D/\tau_{\max} \approx 10$.

В имитационных численных экспериментах варьировались дистанция регистрации L , амплитуда и периоды гармоник ВД, уровень высоко-

частотного шума, имитирующего шум матрицы ПЗС. При имитации крупномасштабных световых помех в виде плавных изменений интенсивности по сечению пучка было установлено, что их влияние можно минимизировать путем подстановки в правую часть уравнения (6) сглаженного распределения интенсивности $I_{\text{sm}}(x, y)$ вместо среднего значения интенсивности $\langle I \rangle$. Функция $I_{\text{sm}}(x, y)$ дает распределение по сечению пучка только крупномасштабных световых помех, вычисляя ее методом наименьших квадратов, аппроксимируя двумерным степенным полиномом. После такой замены введенное нами ранее распределение уровня флуктуаций интенсивности определяется соотношением $\psi(x, y) = \ln[I(x, y)/I_{\text{sm}}(x, y)]$.

Результаты имитационных экспериментов подтвердили необходимость выполнения введенных выше условий и в части выбора дистанции L , и в части необходимости ограничения числа пространственных гармоник ряда, представляющего распределение $\delta_1(x, y)$. Была показана возможность при правильном выборе положения плоскости регистрации определять ВД ВФ с относительной погрешностью 10% в широком диапазоне значений — от единиц до нескольких сотен нанометров. Нижний предел измерений определяется уровнем высокочастотного шума в изображении, а верхний — условием, согласно которому приращение деформации ВФ при переходе от одной точки фронта к другой в пределах одной зоны Френеля не должно превышать $\lambda/2$. Это ограничение следует из условия справедливости приближения геометрической оптики, требующего, чтобы соседние «френелевские объемы» лучей на пути к плоскости изображения заметно не перекрывались [10]. Имитационные эксперименты подтвердили, что при нарушении этого условия точность восстановления распределения ВД ВФ снижается. Было также установлено, что относительная погрешность определения ВД ВФ находится в пределах 10%, если дисперсия уровня флуктуаций интенсивности, обусловленных деформациями, превышает в десять раз и более дисперсию шумовых возмущений.

На рис. 1 представлены в виде полутонового изображения распределение ВД ВФ в плоскости P_0 и соответствующее ему распределение уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y)$ в плоскости регистрации P , приведенное к координатам (x, y) плоскости P_0 . В имитационных расчетах диаметр пучка принимался равным 160 мм, фокусное расстояние — 1000 мм.

На рис. 2 для сравнения представлены нормированные на длину волны 0,67 мкм распределения ВД вдоль горизонтального диаметра пучка как заданное изначально $\delta(x, 0)/\lambda$, так и восстановленное $\delta_1(x, 0)/\lambda$. На рис. 2а представлены распределения, полученные при уровне случайного

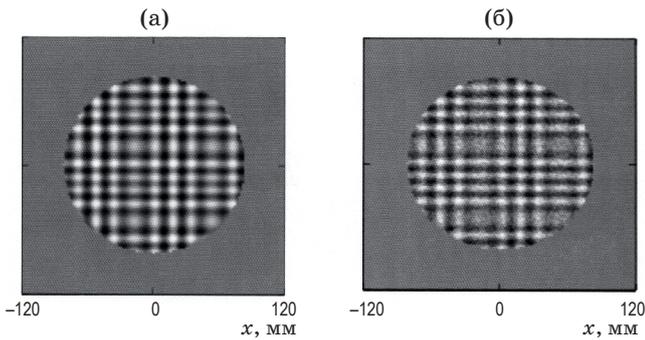


Рис. 1. Полутоновые изображения распределения ВД ВФ $\delta(x, y)$ по поперечному сечению пучка в плоскости P_0 (а) и распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y)$ в плоскости P (б) при $\sigma_\delta = 2,4$ нм и интенсивности шума $I_N = 0,03\langle I \rangle$.

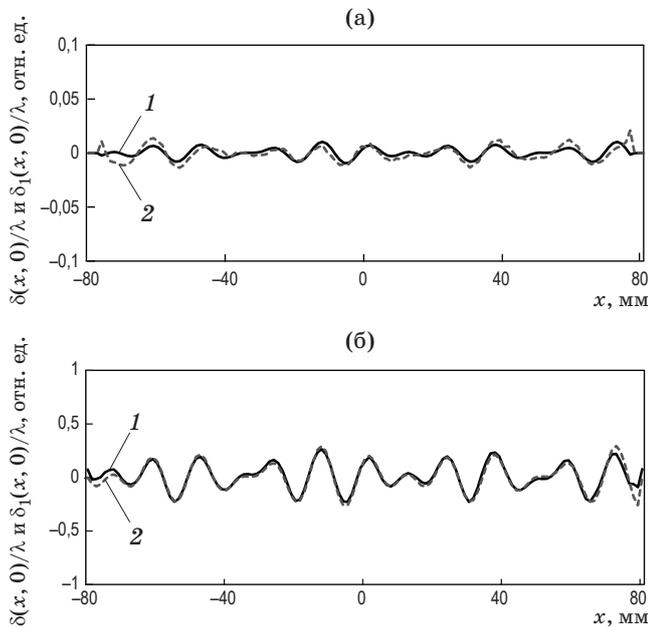


Рис. 2. Распределения ВД вдоль горизонтального диаметра поперечного сечения пучка в плоскости P_0 при $\sigma_\delta = 2,4$ нм (а) и $\sigma_\delta = 40$ нм (б). 1 — $\delta(x, 0)/\lambda$, 2 — $\delta_1(x, 0)/\lambda$.

шума $I_N = 0,03\langle I \rangle$, среднеквадратическом значении ВД $\sigma_\Delta = 2,4$ нм, наименьшем периоде деформаций $\tau_{\min} \approx 11$ мм и дистанции $L = 34$ мм. На рис. 2б приведены распределения, полученные при $I_N = 0,03\langle I \rangle$, значении $\sigma_\Delta = 40$ нм и $L = 67$ мм. В втором случае, как видно из рисунка, размах амплитуды ВД близок к $\lambda/2$. В обоих случаях начальное $\delta(x, y)$ и восстановленное $\delta_1(x, y)$ распределения ВД ВФ практически совпадают.

Оценим нижний предел измерений деформаций ВФ рассматриваемым методом. Введем в рассмотрение относительное значение интенсивности пространственного шума на приемной площадке фотоприемника $\mu = I_N/\langle I \rangle$. Дисперсию этой величины обозначим как σ_μ^2 и при выполнении оценок

учтем, что отношение сигнал/шум, характеризующее качество фотоприемника, определяется значением $(\sigma_\mu)^{-1}$. В отсутствие внешних помех шумы в зарегистрированном изображении поперечного сечения пучка обусловлены свойствами фотоприемного устройства. Дисперсию уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y)$ обозначим σ_ψ^2 . Как отмечалось выше, относительная погрешность определения ВД ВФ находится в пределах 10%, если $\sigma_\psi^2 \geq 10\sigma_\mu^2$. Исходя из этого, можно оценить наименьшее значение ВД Δ_{\min} , определяемое с относительной погрешностью 10%.

Пусть ВД ВФ $\Delta(x, y)$ имеют вид суммы пространственных гармоник с амплитудой Q и числом периодов, укладывающихся на диаметре пучка D , равным m : $\Delta(x, y) = Q[\cos(2\pi x m/D) + \cos(2\pi y m/D)]$.

При расчетах учтем, что для этих гармоник деформаций следует выбирать дистанцию регистрации $L = 4\lambda(Fm/D)^2$, поскольку в данном случае $\tau_{\min} = D/m$. Наименьшее значение измеряемой деформации ВФ контролируемого пучка будет соответствовать в рамках нашего способа наименьшему значению регистрируемых флуктуаций в распределении интенсивности по сечению пучка $I(x, y)$ с периодом D/m . Подставляя $\Delta(x, y)$ в левую часть уравнения (6) и учитывая приведенное выше соотношение для L , после преобразований и небольших упрощений получим уравнение, связывающее в отсутствие шумов уровень флуктуаций в распределении интенсивности с параметрами волны деформаций ВФ в виде

$$Q[\cos(2\pi m x/D) + \cos(2\pi m y/D)] = (\lambda/\pi^2)\psi(x, y). \quad (8)$$

Вычисление дисперсии левой части соотношения (8) дает нам дисперсию ВД ВФ $\sigma_\Delta^2 = Q^2$ и связанную с ней линейно дисперсию уровня флуктуаций $\sigma_\psi^2 = (\pi^2/\lambda)^2\sigma_\Delta^2 = (\pi^2/\lambda)^2Q^2$.

Примем, что шумы, обусловленные свойствами фотоприемного устройства, характеризуются среднеквадратическим значением $\sigma_\mu = 10^{-2,5}$, т.е. сигнал/шум ≈ 50 дБ. Из условия $\sigma_\psi^2 \geq 10\sigma_\mu^2$ находим соотношение для наименьшего определяемого с погрешностью 10% значения амплитуды ВД ВФ $\Delta_{\min} = Q_{\min}$: $Q_{\min} = \sigma_{\Delta\min} \geq (\lambda/\pi^2)\sqrt{10}\sigma_\mu$. Отсюда следует, что при относительном уровне шума $\sigma_\mu = 10^{-2,5}$ минимальные определяемые значения волнистых деформаций составляют $\Delta_{\min} = Q_{\min} = \sigma_{\Delta\min} \approx \lambda/1000$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЛНИСТЫХ ДЕФОРМАЦИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В эксперименте измерению подлежали ВД ВФ, внесенные параболическим зеркалом в световой пучок, отраженный от его поверхности. На финишной стадии изготовления поверхность пара-

болического зеркала обрабатывалась малоразмерным доводочным инструментом для получения заданного асферического профиля.

Оптическая схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Излучение от лампы накаливания 1 проецируется конденсором 2 на отверстие микродиафрагмы 4 диаметром 100 мкм через узкополосный светофильтр 3 с максимумом пропускания на длине волны 0,67 мкм. Зеркало коллиматора 5 с фокусным расстоянием 7000 мм формирует на выходе коллиматора плоскопараллельный пучок с однородным распределением интенсивности. Сформированный пучок направляют на установленное в рабочем положении внешнее параболическое зеркало 6 с фокусным расстоянием около 1000 мм и диаметром световой зоны 160 мм, вносящее искажения в ВФ отраженного от зеркала сферически сходящегося пучка. Матрицу ПЗС 7 выставляют ортогонально оси отраженного от зеркала 6 пучка в области его фокусировки и путем перемещения матрицы вдоль оси находят плоскость фокусировки P_{\max} , в которой пиковая интенсивность излучения максимальна. Измеренное расстояние между плоскостями P_0 и P_{\max} , т.е. фактическое фокусное расстояние зеркала F , составило 997 мм.

Для того чтобы найти положение плоскости регистрации P в соответствии с соотношением (3), нужно оценить значение наименьшего периода ВД ВФ τ_{\min} . Эту оценку получают путем фурье-анализа распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y)$, поскольку, как видно из уравнения (6), пространственные частоты, присутствующие в $\psi(x, y)$, будут присутствовать и в распределении $\Delta(x, y)$. Изображение поперечного сечения пучка для выполнения такого предварительного

анализа регистрируют в плоскости P_1 , положение которой определяют, подставляя в соотношение (5) вместо τ_{\min} некоторое значение периода τ_1 , отвечающее условию $\tau_1 < D/10$. Выбранная в эксперименте дистанция $L_1 = 26$ мм соответствовала периоду $\tau_1 \approx D/16$. В плоскости P_1 регистрируют изображение поперечного сечения пучка и определяют распределение уровня флуктуаций $\psi(u_i, v_j)$, где (u_i, v_j) — координаты пикселей матрицы ПЗС. Далее выполняют гармонический анализ функции $\psi(u_i, v_j)$ и определяют гармонику с наименьшим периодом τ_{\min} , амплитуда которой составляет не менее 10–15% от максимального значения амплитуды, наблюдаемого в спектре, т.е. отчетливо выделяется на фоне шума. В эксперименте было получено значение $\tau_{\min} \approx 9$ мм с учетом масштабирования при переходе к системе координат плоскости P_0 . Исходя из этого значения τ_{\min} была определена дистанция регистрации $L = 34$ мм.

Зарегистрированное изображение поперечного сечения пучка в плоскости P приводят к координатам (x, y) плоскости P_0 и определяют распределение уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y) = \ln[I(x, y)/I(x, y)_{\text{см}}]$. Полученное распределение $\psi(x, y)$ представлено на рис. 4а в виде полутонового изображения.

Отметим, что при вычислении распределения уровня флуктуаций интенсивности координаты x и y в плоскости P_0 заменяют на дискретные переменные по формулам $x_k = (k - k_0)h$, $y_n = (n - n_0)h$, где индексы нумерации пикселей матрицы ПЗС пробегает значения $k = 0, \dots, N$ и $n = 0, \dots, N$, n_0 и k_0 — индексы пикселя в центре поперечного сечения пучка, $N \geq D/h$. Величина $h = h_1 F/L$ — размер дискретного элемента изображения в плоскости P_0 , h_1 — размер элемента изображения (пикселя матрицы ПЗС) в плоскости P .

Найденное распределение флуктуаций уровня интенсивности далее используют для вычисления распределения ВД ВФ $\Delta(x_k, y_n)$ путем численного решения уравнения (6) методом Рунге.

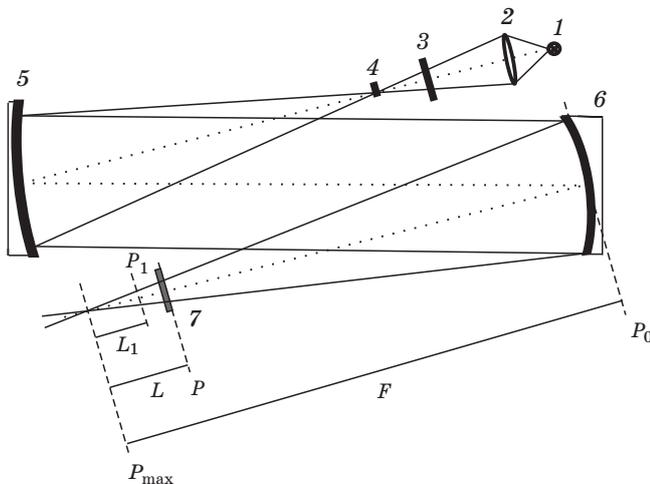


Рис. 3. Оптическая схема экспериментальной установки. Лампа накаливания — 1, конденсор — 2, узкополосный светофильтр — 3, микродиафрагма — 4, зеркало коллиматора — 5, внешнее параболическое зеркало — 6, матрица ПЗС — 7.

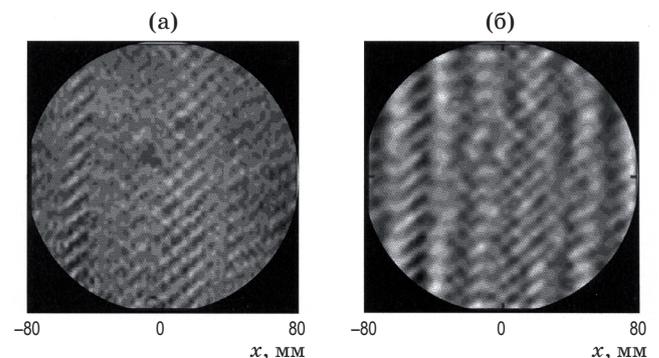


Рис. 4. Полутоновые изображения распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, y)$ в плоскости P (а) и распределения деформаций ВФ по поперечному сечению пучка $\delta(x, y)$ в плоскости P_0 (б).

Как и в имитационном моделировании эксперимента функцию $\Delta(x_k, y_n)$ аппроксимируют двумерным тригонометрическим полиномом вида (7) с ограниченным числом пространственных гармоник по правилам, указанным в разделе 2.

Вычислив коэффициенты полинома, получают распределение значений ВД ВФ $\Delta(x_k, y_n)$ по поперечному сечению пучка. В числовом виде значения $\Delta(x_k, y_n)$ образуют трехмерный массив числовых данных, на основе которого можно получить топограмму и статистические характеристики деформаций ВФ. На рис. 5б распределение $\Delta(x_k, y_n)$ представлено в виде полутонового изображения, в котором яркость дискретного элемента изображения отвечает значению деформации ВФ в данной точке поперечного сечения пучка. На изображении отчетливо видна квазипериодическая модуляция яркости, демонстрирующая ВД ВФ.

На основании полученных данных было рассчитано среднеквадратическое значение ВД ВФ, которое составило $\sigma_\Delta = 2,4$ нм, что в долях длины волны света составляет $\sigma_\Delta \approx \lambda/280$. Полученное значение подтверждает возможность определения предложенным способом распределения по поперечному сечению пучка ВД ВФ с амплитудой на уровне единиц нанометров. Отметим при этом, что деформации поверхности зеркала, искажившего пучок, имеют вдвое меньшее значение.

Проверка решения уравнения (6) выбранным методом была выполнена следующим образом. Вычисляют левую часть уравнения (6), подставляя в нее найденное распределение $\Delta(x, y)$ вида (7) и приравнивая полученный результат к правой части уравнения (6), определяют распределение уровня флуктуаций $\psi_{\text{calc}}(x, y)$

$$\psi_{\text{calc}}(x, y) = [F(L - F)/L][(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)\delta(x, y)].$$

На рис. 5 приведено полутоновое изображение восстановленной таким образом функции $\psi_{\text{calc}}(x, y)$. На рис. 6а в виде графика представлены распределения восстановленного и экспериментального уровней флуктуаций интенсивности вдоль горизонтального диаметра поперечного сечения пучка.

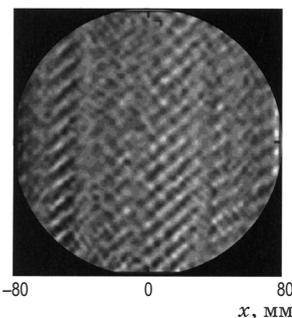


Рис. 5. Полутоновое изображение распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi_{\text{calc}}(x, y)$ в плоскости P_0 , приведенное к координатам плоскости P_0 .

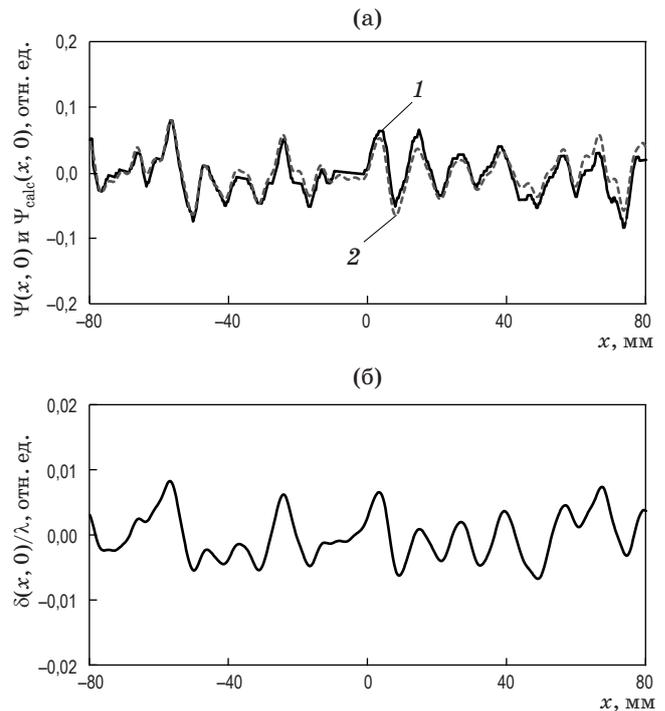


Рис. 6. Распределения уровня флуктуаций интенсивности $\psi(x, 0)$ (1) и $\psi_{\text{calc}}(x, 0)$ (2) в плоскости P (а) и распределение деформаций ВФ по поперечному сечению пучка $\delta(x, 0)$ в плоскости P_0 (б) вдоль горизонтального диаметра поперечного сечения пучка.

на рис. 6б — распределение $\Delta(x, 0)$. Сравнение изображений на рис. 4а и рис. 5 показывает хорошее сходство вплоть до деталей распределения уровня флуктуаций интенсивности. То же можно сказать и о распределениях на графике, представленном на рис. 6а, свидетельствующих о высокой точности восстановления уровня флуктуаций интенсивности по найденному распределению деформаций ВФ $\Delta(x, y)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе результаты исследований предложенного метода определения волнистых деформаций волнового фронта показали его основные достоинства: простоту реализации, высокую точность получаемых результатов и возможность выполнения измерений деформаций на уровне единиц нанометров.

Отметим несколько моментов, не затронутых в предыдущих разделах. В приведенной схеме эксперимента исследуемое зеркало фокусировало отраженный от него пучок. Очевидно, метод применим и к исследованию оптических систем, работающих в проходящем свете. Нужно лишь, чтобы оптическая система фокусировала прошедший световой пучок. Если же необходимо исследовать оптические элементы или системы, не фокусирующие излучение, прошедший систему

пучок фокусируют дополнительным объективом, не вносящим своих искажений. Так нужно строить, например, оптическую схему измерений при исследовании крупногабаритных дисковых активных элементов лазерных систем.

При исследовании поверхностей сферических зеркал отпадает необходимость использования в оптической схеме измерений коллиматора. На зеркало направляют сферический пучок от точечного источника, расположенного вблизи центра кривизны исследуемой сферической поверхности, а отраженный от зеркала сферический пучок, направленный в центр кривизны, регистрируют для последующей обработки.

Ключевым моментом, обеспечивающим высокую точность измерений, является выбор положе-

ния плоскости регистрации поперечного сечения пучка в соответствии с установленными в работе правилами. В использованной оптической схеме плоскость регистрации P находилась в предфокальной области. При выборе положения плоскости регистрации за фокусом в расчетах следует учесть, что изображение пучка в этой плоскости инвертировано по поперечным координатам относительно координат (x, y) в плоскости P_0 на выходе исследуемой оптической системы.

Отметим также, что низкая чувствительность некогерентного излучения к вибропомехам и влиянию воздушных потоков делает рассмотренный метод перспективным для высокоточного производственного контроля качества крупногабаритных оптических систем и элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Уэзерелл У. Оценка качества изображения // Проектирование оптических систем. Под ред. Шеннона Р., Вайнта Дж. / М.: изд. Мир, 1983. С. 178–332.
2. Jones C.O. Space telescope optics // Opt. Eng. 1979. V. 18. № 3. P. 273–280.
3. Кирилловский В.К., Гаврилов Е.В. Оптические измерения. Ч. 7. Инновационные методы контроля при изготовлении прецизионных асферических поверхностей. СПб ГУ ИТМО, 2009. 118 с.
4. Campbell J.Y., Hawley-Fedder R.A., Stolz C.J., Menapace J.A., Borden M.R., Whitman P.K., Runkel J.Yu., Riley M.R., Feit M.D., Hackel R.P. NIF optical materials and fabrication technologies: An overview // Proc. SPIE. 2004. V. 5341. P. 84–101.
5. Roddier F. Curvature sensing and compensation: A new concept in adaptive optics // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 7. P. 1223–1225.
6. Roddier C., Roddier F. Wave-front reconstruction from defocused images and testing of ground-based optical telescopes // JOSA. 1993. V. 10. № 11. P. 2277–2287.
7. Сиразетдинов В.С., Дмитриев И.Ю., Линский П.М., Никитин Н.В. Способ определения деформаций волнового фронта светового пучка // Патент РФ № 2680615. 2019.
8. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1979. 328 с.
9. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. М.-Л.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1962. 708 с.
10. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Границы применимости метода геометрической оптики и смежные вопросы // УФН. 1980. Т. 132. № 3. С. 475–496.