

ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$	ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$	ρ	$\alpha_1(\pi)$	$2n$
0,5	$2,481 \cdot 10^{-4}$	0,88	3,0	$1,294 \cdot 10^{-1}$	-0,11	4,5	$1,504 \cdot 10^{-1}$	-0,68
1,0	$2,778 \cdot 10^{-3}$	0,55	3,5	$5,257 \cdot 10^{-2}$	10,22	5,0	$3,301 \cdot 10^{-1}$	13,80
2,0	$2,716 \cdot 10^{-3}$	-1,60	4,0	$3,955 \cdot 10^{-1}$	3,88	5,5	$5,166 \cdot 10^{-1}$	2,00

глубину модуляции M неидентичности параметров пучков; $\xi = G_3/G = T/S$ — коэффициент, учитывающий влияние на M параметров светорассеивающей частицы и приемной оптики.

Переходя к относительной мощности $P_{\text{отн}} = P/P_0$, где P_0 — мощность падающего поля: $P_0 = j_0 \pi \sigma_0^2$, имеем

$$P_{\text{отн}} = [1/(k\sigma_0)^2] \alpha_1(\varphi) S(1 + m\xi f). \quad (5)$$

Введем обозначения: $\varepsilon = n \sin^2 \theta$, $a_n = (1 - \cos^n \beta)/n$. Как следует из таблицы, $\varepsilon \ll 1$ для $\rho \leq 5,5$ и $\theta \ll 1$. Ограничиваясь первым порядком в разложении по малому параметру ε , находим

$$T = a_{2n+1} - \varepsilon t; \quad S = a_{2n+1} - \varepsilon s. \quad (6)$$

Здесь $t = (a_{2n+1} + a_{2n-1})/2$; $s = [(2n+1)a_{2n+1} - (2n-1)a_{2n-1}]/2$.

Отметим также, что a_{2n+1} — член, соответствующий случаю $\theta = 0$ и приводящий при $n = 0$ к закону Ламберта.

Для оценки точности приближенного выражения (6) были проведены расчеты для капли воды в воздухе: $m_0 = 1,33$, $\rho = 5$, $\varphi = 0$ (пунктирная кривая), которые сравнивались с результатами соответствующих расчетов по точным формулам [5] (сплошная кривая). Результаты такого сравнения приведены на рис. 2. Видно, что достаточно уже одного члена в асимптотическом разложении (6), чтобы получить удовлетворительную точность расчета ξ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде.— М.: Гостехиздат, 1951.
2. Ван де Хюлет Г. Рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ.— М.: ИЛ, 1961.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами: Пер. с англ.— М.: Мир, 1971.
4. Гембом Л. Я., Каменев И. В., Кудрявцев М. В. Особенности рассеяния двух пересекающихся пучков когерентного света на биологической клетке.— Автметрия, 1979, № 2, с. 51.
5. Адамов Т. А. Расчет составляющих полезного сигнала дифференциальной схемы ЛДИСа.— Труды ЦАГИ, 1976, вып. 1755, с. 61.
6. Шифрин К. С., Салганик И. Н. Таблицы по светорассеянию.— Л.: Гидрометеоздат, 1973, т. V.
7. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики.— Минск: Наука и техника, 1975.

Поступила в редакцию 30 марта 1984 г.

УДК 621.378 : 658.562

В. А. ХАНДОГИН

(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЕЙ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ МЕТОДОМ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ

В настоящее время в экспериментальной механике находит широкое применение способ спекл-фотографии [1, 2]. В статье представлены результаты исследований его метрологических характеристик на примере широко применяемой схемы, позволяющей проводить измерения плоских

Рис. 1. Оптическая схема регистрации спекл-фотографий.

полей перемещений в диапазоне, соответствующем макроуровню механики твердого деформируемого тела.

Методика измерений. Оптическая схема регистрации спекл-фотографий показана на рис. 1. Луч лазера 1 расширяется микрообъективом 2 и освещает исследуемый объект 3.

Его изображение переносится объективом 4 на фотопластинку 5. Для определенности будем предполагать, что используется метод двух экспозиций.

В приложениях предпочтение часто отдается методу расшифровки спекл-фотографий по полосам Юнга [1—3], трудоемкость которого компенсируется возможностью достижения предельных уровней погрешности, разрешения, пространственной детализации плоских полей перемещений. Учитывая это, ограничимся описанием особенностей измерений с использованием метода расшифровки по полосам Юнга.

Наиболее простая схема сканирования спекл-фотографий показана на рис. 2. Луч лазера 1 через диафрагму 2 попадает на спекл-фотографию 3 и, дифрагируя на ней, освещает экран 4. Пусть система координат выбрана так, что ось oz совпадает с осью луча лазера, а плоскость xoy — с плоскостью спекл-фотографии (см. рис. 2). Тогда освещенность на экране, расположенном в плоскости $z = z_0$, $z_0 = \text{const}$, с ростом z_0 асимптотически стремится к виду

$$I(x, y) = 2I_0(x, y) \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_2 z_0} (ux + vy) \right), \quad (1)$$

где $I_0(x, y)$ — освещенность экрана, возникающая при сканировании однократно экспонированной спекл-фотографии; λ_2 — длина волны лазера; (u, v) — декартовы компоненты поля перемещения спекл-структур $\mathbf{u}(x, y)$. Геометрические места точек максимальной освещенности (1) описывает уравнение

$$ux + vy = \lambda_2 z_0 N; \quad N = 0; \pm 1; \pm 2 \dots \quad (2)$$

Основные метрологические характеристики. Из выражений (1), (2) следует, что при расшифровке восстанавливается поле перемещений спекл-структуры, но не сами перемещения объекта. По этой причине метрологические характеристики метода определяются, во-первых, характеристиками измерений поля перемещений спекл-структуры и, во-вторых, свойствами соответствия упомянутых полей. Перечислим метрологические характеристики измерений поля $\mathbf{u}(x, y)$.

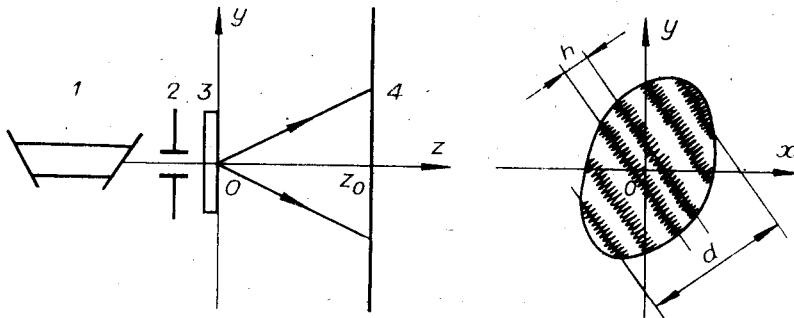


Рис. 2. Схема расшифровки спекл-фотографий по методу полос Юнга.

Порог чувствительности обусловлен этапом регистрации спекл-фотографий и совпадает с минимальным размером спеклов на ней [1]:

$$\min |u| \geq \sigma \geq \lambda_1 (1 + M_0) F / D. \quad (3)$$

Здесь σ — характерный размер спеклов изображения; M_0 — масштаб изображения; F , D — фокусное расстояние и апертура объектива 4 (см. рис. 1); λ_1 — длина волны лазера.

Верхний предел измеряемых перемещений ограничен характерным размером спеклов, возникающих на экране 4 в схеме расшифровки (см. рис. 2). Используя выражение (2) и оценку размера спеклов [3], получаем

$$\max |u| \leq \lambda_2 z_0 / \min h < a, \quad (4)$$

где λ_2 — длина волны лазера в схеме расшифровки (см. рис. 2); h — шаг полос Юнга; z_0 — расстояние от спекл-фотографии до экрана; a — диаметр сканирующего луча.

Главным источником случайных ошибок измерения являются неточности в определении шага и наклона полос Юнга, влияние которых можно оценить с помощью уравнения (2). После преобразований находим

$$|\delta|u|| = |u| |\delta h| / N_0 h; \quad \delta \arg u = \delta \varphi. \quad (5)$$

Здесь символ δ обозначает абсолютную погрешность соответствующего параметра; N_0 — число полос Юнга, составляющих базу измерения; φ , $\arg u$ — углы наклона полос и вектора перемещений соответственно.

Максимальное число N_0 определяется отношением диаметра (d) освещенной части экрана 4 (см. рис. 2) к шагу полос. Используя выражения (2), (3), получаем следующую цепочку полезных соответствий:

$$\max N_0 \leq d/h = |u|/\sigma \leq \lambda_2 z_0 D / \lambda_1 (1 + M_0) h F. \quad (6)$$

Из выражений (2), (5) и (6) следуют оценки для минимальных уровней абсолютных погрешностей:

$$\min |\delta|u|| \geq (1 + M_0) \lambda_1 F |\delta h| / D h; \quad (7)$$

$$\min \delta \arg u \geq 2 |\delta h| / d \geq 2 (\min \delta|u|) / |u|.$$

Используя соотношения (7), можно получить нижнюю оценку относительной погрешности измерения смещений (s), а также оценку порога чувствительности по деформациям (ϵ), определяемым на базе l :

$$\min s \equiv \frac{\min |\delta|u||}{|u|} \geq (1 + M_0) \frac{\lambda_1 F}{|u| D} \frac{|\delta h|}{h}; \quad (8)$$

$$\min \epsilon \equiv \frac{1}{l} \min |\delta|u|| \geq (1 + M_0) \frac{\lambda_1 F}{l D} \frac{|\delta h|}{h}. \quad (9)$$

Кроме того, выражения (7) ограничивают чувствительность метода при измерении перемещений. Относительная погрешность деформаций, определяемых с помощью двухточечной разности, имеет вид

$$|\delta \epsilon / \epsilon| \geq (1 / N_0) |\delta h / \Delta h|,$$

где Δh — приращение шага полос. Если измерения проводятся при постоянных базе ($N_0 h = \text{const}$) и погрешности шага полос ($|\delta h| / h = \text{const}$), тогда одинаковые деформации определяются с равной точностью и не зависят от величины перемещений.

Из оценок (3) — (9) следует, что все метрологические характеристики измерений поля смещения спекл-структур, кроме относительной погрешности (8), не зависят от измеряемых перемещений и в основном определяются масштабом изображения (M_0), относительным отверстием объектива ($D : F$) и точностью отсчета шага полос Юнга ($|\delta h| / h$). Например, пусть измерения выполняются в зеленом свете ($\lambda_1 = \lambda_2 = 0,5 \text{ мкм}$) объективом с относительным отверстием $D : F = 1 : 2$ и масштабом изображения $M_0 = 1$. Сканирование осуществляется лучом диаметра $a = 1 \text{ мм}$

с шагом $l = 1$ мм при расстоянии от спекл-фотографии до экрана $z_0 = 10^3$ мм. Пусть шаг полос Юнга находится с умеренной точностью $|\delta h|/h = 0,1$, а уровень измеряемых смещений имеет порядок $|\mathbf{u}| \approx 5 \times 10^{-2}$ мм. В этом случае оценки (2) — (9) дают:

$$\begin{aligned} \min |\mathbf{u}| &\geq 2 \text{ мкм}; & \sigma &\geq 2 \text{ мкм}; \\ \max |\mathbf{u}| &< 10^3 \text{ мкм}; & h &= 10 \text{ мм}; \\ \min |\delta|\mathbf{u}|| &\geq 0,2 \text{ мкм}; & d &\approx 250 \text{ мм}; \\ \min \delta \arg \mathbf{u} &\geq 28'; & \max N_0 &= 25; \\ \min |\varepsilon| &\geq 2 \cdot 10^{-4}; & \min s &\geq 0,4\%. \end{aligned}$$

О взаимосвязи полей перемещений. Идеальная ортоскопическая оптическая система позволяет получать неискаженные изображения предметов на спекл-фотографиях. При этом соответствие плоских полей перемещений исследуемого объекта и спекл-структуры его изображения имеет тривиальный вид

$$\mathbf{u}(x, y) = M_0 \mathbf{U}(X, Y); \quad M_0 = \text{const}, \quad (10)$$

где (X, Y) — координаты точки объекта, сопряженной с точкой (x, y) на спекл-фотографии; \mathbf{U} — поле перемещений объекта (см. рис. 1). Реальные объективы всегда искажают изображение, поэтому для них соотношение (10) выполняется только более или менее приближенно.

При выводе связи между полями \mathbf{u} и \mathbf{U} будем предполагать, что объектив 4 (см. рис. 1) является центрированной оптической системой, а начало отсчета совмещено с его оптической осью. Координаты сопряженных точек связаны по правилу [4]

$$x = M(x, y)X; \quad y = M(x, y)Y, \quad (11)$$

где $M(x, y)$ — масштаб изображения в текущей точке спекл-фотографии. Используя формулы (11), получаем после простых, но громоздких выкладок более точное, чем (10), правило соответствия полей:

$$\mathbf{u} = M\mathbf{U} + \frac{dM}{dr} \frac{(\mathbf{U} \cdot \mathbf{r})}{r} \mathbf{r}; \quad \mathbf{r} = (x, y). \quad (12)$$

Главная часть малых геометрических искажений может быть описана квадратичным приближением функции масштаба

$$M(x, y) \equiv M(r) = M_0(1 + \mu r^2). \quad (13)$$

Здесь M_0 — масштаб на оптической оси; μ — малый параметр дисторсии изображения. Подставляя (13) в (12) и преобразуя полученное уравнение, получаем из него выражения, связывающие модули и направления полей перемещений, которые в линейном относительно μ приближении имеют вид

$$|\mathbf{U}| = |\mathbf{u}|/M_0 - \mu(r^2|\mathbf{u}| + 2(\mathbf{u} \cdot \mathbf{r})^2/|\mathbf{u}|)/M_0; \quad (14)$$

$$\arg \mathbf{U} = \arg \mathbf{u} - 2\mu(\mathbf{u} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{u} \cdot \mathbf{r})/|\mathbf{u}|^2.$$

Формулы (14) уточняют правило восстановления перемещений объекта, компенсируя систематическую погрешность, вызванную дисторсией изображения. Например, если объектив имеет 1%-ную дисторсию по полю изображения размером 20×20 мм, то систематическая погрешность, возникающая при использовании формул (10) вместо (12) или (14), составит 3%. Отметим, что фотографические объективы широкого применения, обычно используемые в экспериментах, обладают дисторсией порядка 4–5% [4].

При практическом использовании формул (12) — (14) необходимо определить параметр дисторсии μ и положение оптической оси, которое в них совмещено с началом отсчета. Для этого выполняется специальный тарировочный эксперимент по измерению какого-нибудь эталонного поля перемещений. Наиболее просто реализуется жесткий сдвиг, например,

вдоль оси OX на величину U_0 . Для этого случая из формул (12), (13) имеем выражение

$$|u| = M_0 U_0 (1 + \mu (3x^2 + y^2));$$

$$\arg u = 2\mu xy. \quad (15)$$

Измеряя шаг и наклон полос Юнга и аппроксимируя полученные данные о модуле и направлении смещения u функциями (15), можно восстановить значение параметра μ и положение оптической оси на фотографии. При этом точное измерение самого сдвига U_0 не требуется, а искомые параметры восстанавливаются даже по какому-нибудь одному полю (15).

Для проверки описанных закономерностей были поставлены эксперименты с использованием в схеме регистрации (см. рис. 1) объектива КО-140М ($D:F = 1:1,8$; $F = 140$ мм). Эксперименты показали, что:

- 1) формулы (12) — (15) правильно описывают искажения поля перемещений, вызванные дисторсиями изображения;
- 2) параметр дисторсии можно восстанавливать по данным измерений одного из полей $|u(x, y)|$ или $\arg u(x, y)$; результаты восстановления не зависят от уровня и направления сдвига фотографируемого объекта;
- 3) значение параметра дисторсии для использованного объектива КО-140М составляет $\mu = (0,35 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ мм⁻², что соответствует дисторсии 0,35% на краю изображения размером 20×20 мм.

Пространственное разрешение метода. Пространственное разрешение метода спекл-фотографии определяется реальным разрешением в плоскости изображения и диаметром сканирующего луча. Влияние этих параметров приводит к тому, что на спекл-фотографии регистрируются, а затем восстанавливаются осредненные значения перемещений по области вклада и апертуре луча соответственно. Можно показать, что при измерениях во внутренних областях изображения указанные средние значения пренебрежимо мало отличаются от исходных полей. Однако на границе изображения возникает своеобразный краевой эффект, который может приводить к грубым ошибкам по следующей причине. Область вклада для точек границы изображения включает в себя как точки самого объекта, так и точки нагружающего устройства или другой сцены, на фоне которых фотографируется исследуемый образец. При деформациях объекта окружающая сцена также изменяется. Спекл-фотография зарегистрирует среднее значение этих перемещений. Оно тем сильнее будет отличаться от истинного, чем больший вклад в изображение дают точки сцены, т. е. при низком разрешении оптической системы.

Для иллюстрации влияния краевого эффекта на рис. 3 показано несколько типичных кривых изменения x -компоненты вектора перемещения в окрестности границы изображения плоского образца. Нагружение осуществлялось методом трехточечного изгиба. Спекл-фотография регистрировалась с помощью объектива КО-140М и сканировалась по схеме

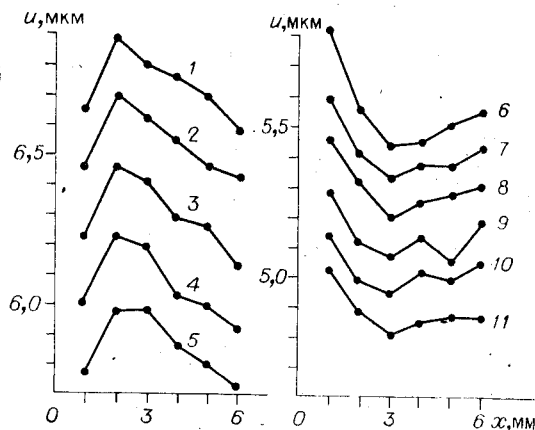


рис. 2 лучом диаметра 1 мм с шагом 1 мм и длиной волны 0,4880 мкм. Граница объекта проходит примерно вдоль прямой $x = 0,5$ мм, а разрешение равно $1-2$ мм⁻¹. Для большей наглядности экспериментальные точки, соответствующие одному сечению $y = \text{const}$, соединены

Рис. 3. Распределение смещений около границы изображения, проходящей по линии $x = 0,5$ мм: 1 — $y = 1$ мм, 2 — $y = 2$ мм... 5 — $y = 5$ мм, 6 — $y = 26$ мм, 7 — $y = 27$ мм... 11 — $y = 31$ мм.

прямолинейными отрезками. Видно, что производная смещения по направлению x , представляющая одну из деформаций, резко изменяется около границы изображения. Это изменение хорошо заметно даже на фоне случайных ошибок измерений и не может быть вызвано механическими причинами, так как поверхность образца была свободна от воздействия внешних сил.

О влиянии продольного смещения. Как известно, поля перемещений деформируемых тел имеют три ненулевые компоненты даже в плоских задачах. При их регистрации рассматриваемым методом смещения образца вдоль оптической оси объектива (см. рис. 1) так же, как и поперечные сдвиги, вызывают движение спеклов в пространстве изображений [1, 3, 5]. Однако разделить вклады продольной и поперечной компонент поля перемещений образца в суммарном поле $u(x, y)$ на спекл-фотографии обычно не удается. Это наиболее существенный недостаток метода.

Для плоских задач целесообразно оценить максимальный уровень продольного смещения, который не приводит к смещению спекл-структур, превышающему погрешность измерений (7). Используя правило расшифровки при жестких продольных сдвигах [5], получаем неравенство

$$\max w = M_0^2 \max W \leq \lambda_1 (1 + M_0) \frac{F^2}{DR} \frac{|\delta h|}{h}. \quad (16)$$

Здесь W — продольный сдвиг точки объекта, расположенной на расстоянии R от оптической оси объектива; w — продольный сдвиг спекл-структур в пространстве изображений (см. рис. 1). В частности, для описан-

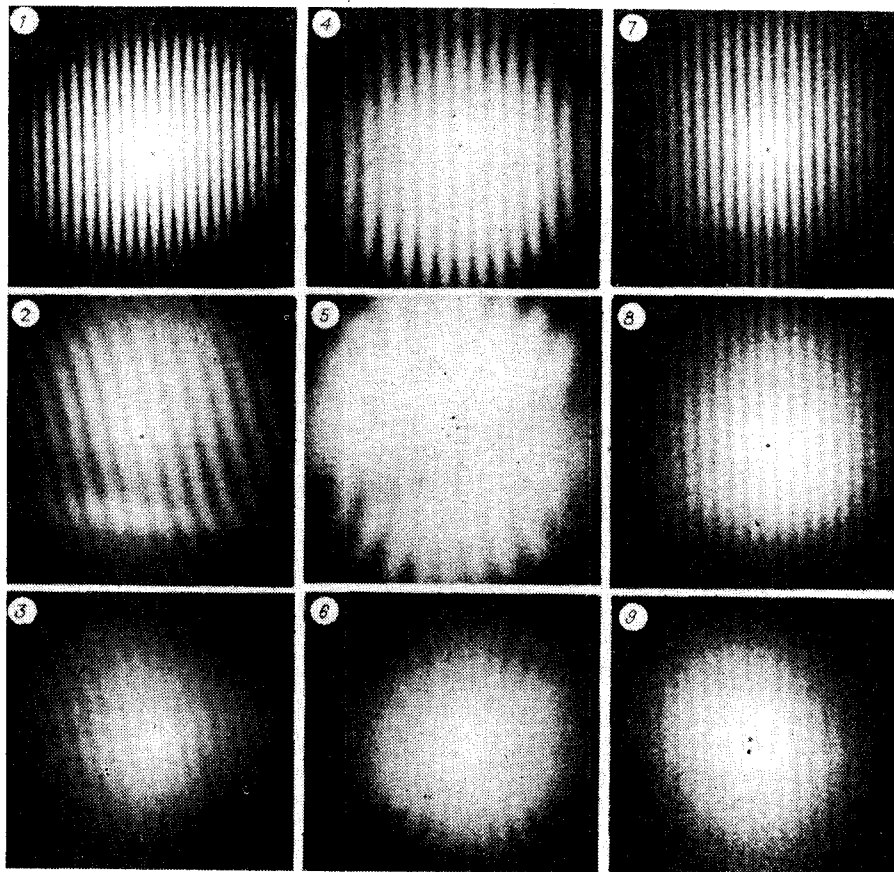


Рис. 4. Влияние движений вдоль оптической оси объектива на вид полос Юнга при следующих значениях ненулевых параметров в уравнении (17):

1 — $V_0 = 25$ мкм, 2 — $\omega_2 = 2,5 \cdot 10^{-4}$, 3 — $\omega_2 = 5 \cdot 10^{-4}$, 4 — $\omega_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$, 5 — $\omega_1 = 5 \cdot 10^{-4}$,
6 — $\omega_1 = 10^{-3}$, 7 — $W_0 = 25$ мкм, 8 — $W_0 = 50$ мкм, 9 — $W_0 = 100$ мкм.

ного выше примера $\max W \leq 0,8D/R$ (мкм), что требует высокого совершенства методики и техники экспериментов и специального контроля при регистрации спекл-фотографий. В некоторых случаях можно, например, выбрать такой объектив, чтобы $\max w \geq \tau \sim \sigma^2/\lambda$, где τ — характерный продольный размер спеклов в окрестности плоскости фотопластинки в схеме регистрации [3]. Тогда о нарушении условия (16) будет свидетельствовать изменение формы полос Юнга, которые уже не будут соответствовать идеальным функциям (1), (2). Для этого случая из неравенства (16) следует оценка максимального радиуса области образца, в которой можно гарантировать предельную точность измерения поперечной компоненты при условии, что полосы Юнга соответствуют идеальным распределениям: $\max R \leq D|\delta h|/h$. Отсюда видно, что для высокоточных измерений целесообразно предпочесть объективы с большой апертурой входного зрачка и большой светосилой для снижения погрешности измерений (7).

Для иллюстрации изменений полос Юнга при $w > \tau$, т. е. при нарушении подобия спекл-структур, были получены спекл-фотографии плоского образца при четырех видах жестких движений, описываемых общим уравнением вида

$$\vec{U} + W\mathbf{k} = V_0\mathbf{j} + (W_0 + \omega_1 X + \omega_2 Y)\mathbf{k}, \quad V_0 = 25 \text{ мкм}, \quad (17)$$

где ω_1, ω_2 — углы поворотов из плоскости образца; \mathbf{j}, \mathbf{k} — орты координатных осей. Все фотографии регистрировались в масштабе $M_0 = 2:3$ объективом КО-140М. Типичные картины полос представлены на рис. 4. Видно, что повороты ω_1, ω_2 приводят к искривлению полос Юнга, снижению контраста и изменению их шага. Влияние жесткого сдвига отличается от влияния поворотов: он вызывает меньшее снижение контраста и изменение шага полос в периферийных областях дифракционного гало.

ВЫВОДЫ

1. При регистрации и расшифровке спекл-фотографий находится поле перемещений ее спекл-структуры, а не поле перемещений исследуемого образца. Поэтому метрологические характеристики метода определяются характеристиками измерений поля перемещений спекл-структур и свойствами соответствия упомянутых полей.

2. Представленные оценки показывают, что наиболее точные измерения поля перемещения спекл-структур осуществляются по спекл-фотографиям, полученным с помощью светосильных объективов в фиолетовом свете при уменьшенном масштабе изображения.

3. Дисторсии изображения обуславливают появление систематической погрешности. Получено правило ее компенсации для случая плоского поля перемещений объекта.

4. Конечное разрешение спекл-фотографий приводит к непредсказуемым искажениям измеряемых полей в окрестности границ изображения.

5. Наличие продольной компоненты в поле перемещений объекта снижает точность определения поперечной составляющей. В некоторых случаях она вызывает изменение формы полос Юнга, что можно использовать для контроля уровня движения вдоль оптической оси объектива при выполнении высокоточных измерений поперечной составляющей поля перемещений объекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Применение спекл-фотографий для контроля качества промышленных изделий: Методические указания. — Горький: Горьковский филиал ВНИИНМаш Госстандарта СССР, 1980.
2. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. — М.: Мир, 1980.
3. Франсон М. Оптика спеклов. — М.: Мир, 1980.
4. Волосов Д. С. Фотографическая оптика. — М.: Искусство, 1978.

5. Жилкин В. А., Бондаренко А. П. Определение перемещений недеформируемых жестких тел методом спекл-интерферометрии.— Изв. вузов. Строительство и архитектура, 1977, № 6, с. 143—148.

Поступила в редакцию 6 декабря 1984 г.

УДК 531.715.1 : 621.375.826

В. С. МЕДВЕДЕВ, В. В. НЕСТЕРОВ, В. А. ПЕРВОМАЙСКИЙ
(Симферополь)

ИЗМЕРЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЗЕМНОЙ КОРЫ ЛАЗЕРНЫМ ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ-ДЕФОРМОГРАФОМ С ВОЛОКОННОЙ ОПТИКОЙ

Лазерный интерферометр в настоящее время — один из наиболее точных приборов для измерения перемещений [1, 2]. Одно из применений большебазовых лазерных интерферометров — их использование в качестве деформографов в геофизических исследованиях [3, 4]. Основным фактором, ограничивающим точность и достоверность таких измерений, является нестабильность метеорологических условий в измерительном объеме: температуры, давления, влажности. Кроме того, тепло, выделяемое лазером, вызывает нестационарные тепловые потоки, приводящие особенно при долговременных измерениях к трудно учитываемым погрешностям.

В настоящей работе рассмотрен лазерный интерферометр-деформограф с волоконной оптикой, вносящий малые изменения метеорологических условий в измерительном объеме, и система слежения за интерференционной полосой. Приводятся результаты измерений стабильности температуры и давления в пещере. Показано, что пещера с определенной морфологией обладает высокой стабильностью метеорологических условий и может быть успешно использована для проведения прецизионных геофизических измерений средствами лазерной интерферометрии. В работе даны некоторые результаты измерений колебаний земной коры лазерным интерферометром, установленным в пещере.

Измерения проводились в одной из карстовых полостей Крыма — пещере Эмине-Баир-Хасар. Пещера имеет узкий вход, за которым находятся залы большого объема. Общий объем пещеры 100 000 м³. Выбор пещеры с такой морфологией позволил обеспечить не только высокую стабильность температуры, но также слабую чувствительность к изменениям внешнего атмосферного давления. Следуя [5], влажность в карстовой пещере обладает высокой стабильностью и составляет величину порядка 100%.

Для измерения малых изменений температуры в пещере разработан электротермометр с датчиком, выполненным по мостовой схеме. В качестве чувствительного элемента использовано термосопротивление КМТ-17В. Чувствительность такого электротермометра 0,001°С. Изменение температуры в пещере записывалось на самописец. На поверхности температура измерялась 1 раз в час промышленным электротермометром ЭТП-М. На рис. 1 представлены результаты измерений изменения температуры на поверхности (а) и вблизи интерферометра в пещере (б) за 10 ч. Как следует из рисунка, изменения температуры в пещере за 10 ч не превышают 0,02°С.

Колебания давления в пещере вблизи интерферометра и на поверхности измерялись барографами. На рис. 2 представлены графики зависимости изменения давления на поверхности (а) и в пещере (б) в течение одной недели. Как следует из рисунка, пульсации давления в пещере