

07;12

Оптический метод определения компонент вектора относительных перемещений

© А.П. Владимиров, В.И. Микушин, А.Л. Лисин

Институт машиноведения УрО РАН, Екатеринбург

Поступило в Редакцию 19 октября 1998 г.

В окончательной редакции 30 июня 1999 г.

Представлены теория и экспериментальное обоснование лазерного интерференционного метода определения в реальном времени относительного перемещения в пространстве двух рассеивающих объектов.

1. Введение. Известны метод определения абсолютных перемещений поверхности, основанный на анализе в реальном времени интерференционной картины, полученной наложением спекл-поля и опорного поля [1], а также метод определения относительных перемещений по нормали к поверхности, основанный на интерференционном сравнении двух неидентичных спекл-полей [2]. В данной работе в развитие методов [1,2] представлены теория и экспериментальное обоснование методики определения компонент вектора относительных перемещений.

2. Теория. Пусть источник когерентного излучения, расположенный в точке s (рис. 1), освещает два трехмерных диффузора 1 и 2, представляющих собой совокупность точечных рассеивателей, расположенных хаотично в областях V_1 и V_2 в окрестностях точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} . Пусть от точечных рассеивателей в точку \mathbf{q} свободного поля приходят волны со случайными амплитудами и фазами. Мы будем пренебрегать многократным рассеянием волн и различием в поляризации волн. Пусть \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 — векторы перемещения диффузоров 1 и 2. Представим суммарную комплексную амплитуду рассеянного излучения в точке \mathbf{q} в следующем

виде:

$$\begin{aligned}
 A(\mathbf{q}) &= A_1(\mathbf{q}) + A_2(\mathbf{q}) \\
 &= \sum_{i=1}^N |a_i| \exp\left\{i\varphi_i + ik[|L_{s1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)| + |L_{q1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)|]\right\} \\
 &+ \sum_{j=1}^M |a_j| \exp\left\{i\varphi_j + ik[|L_{s2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)| + |L_{q2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)|]\right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $A_1(\mathbf{q})$ и $A_2(\mathbf{q})$ — суммарные комплексные амплитуды волн, рассеянных от областей V_1 и V_2 соответственно; $|a_i|$ и φ_i — модуль и случайная фаза комплексной амплитуды волны, пришедшей в точку \mathbf{q} от i -го рассеивателя; M и N — число рассеивателей в областях V_1 и V_2 соответственно; k — волновое число; $|L_{s1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)|$ — расстояние от источника излучения до точечного рассеивателя с координатой $\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1$ первого диффузора; $|L_{q1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)|$ — расстояние от точки $\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1$ до наблюдателя; $|L_{s2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)|$ и $|L_{q2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)|$ — аналогичные расстояния для второго диффузора.

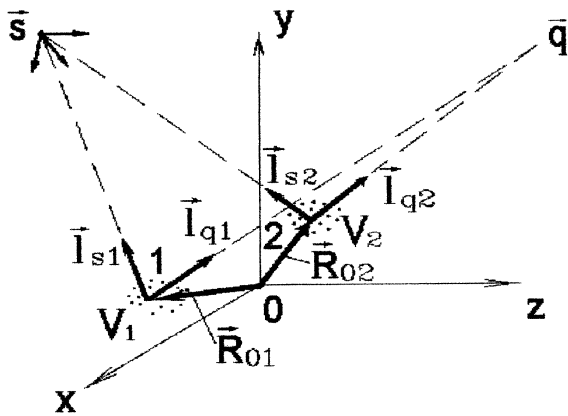


Рис. 1. Система координат и обозначения.

Полагая, что размеры областей V_1 и V_2 , а также перемещения диффузоров малы по сравнению с расстояниями от точечных рассеивателей до точек \mathbf{s} и \mathbf{q} , разложим величины $|\mathbf{L}_{s1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)|$ и $|\mathbf{L}_{s2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)|$ в окрестностях точек \mathbf{s} , \mathbf{R}_{01} и \mathbf{s} , \mathbf{R}_{02} соответственно, а величины $|\mathbf{L}_{q1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)|$ и $|\mathbf{L}_{q2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)|$ в окрестностях точек \mathbf{q} , \mathbf{R}_{01} и \mathbf{q} , \mathbf{R}_{02} соответственно, ограничившись учетом производных 1-го порядка. Имеем:

$$|\mathbf{L}_{s1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)| = \rho_{s1} + \mathbf{l}_{s1}(\mathbf{r}_i + \mathbf{u}_1), \quad |\mathbf{L}_{q1}(\mathbf{R}_i + \mathbf{u}_1)| = \rho_{q1} + \mathbf{l}_{q1}(\mathbf{r}_i + \mathbf{u}_1),$$

$$|\mathbf{L}_{s2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)| = \rho_{s2} + \mathbf{l}_{s2}(\mathbf{r}_j + \mathbf{u}_2), \quad |\mathbf{L}_{q2}(\mathbf{R}_j + \mathbf{u}_2)| = \rho_{q2} + \mathbf{l}_{q2}(\mathbf{r}_j + \mathbf{u}_2), \quad (2)$$

где ρ_{s1} и ρ_{s2} — расстояния от точки \mathbf{s} до точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} соответственно; ρ_{q1} и ρ_{q2} — расстояние от точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} до точки \mathbf{q} соответственно; \mathbf{l}_{s1} и \mathbf{l}_{s2} — единичные векторы, направленные соответственно от точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} к источнику излучения; \mathbf{l}_{q1} и \mathbf{l}_{q2} — единичные векторы, направленные соответственно от точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} к точке \mathbf{q} ; \mathbf{r}_i и \mathbf{r}_j — координаты точечных рассеивателей относительно точек \mathbf{R}_{01} и \mathbf{R}_{02} соответственно.

Найдем далее интенсивность рассеянного излучения I в точке \mathbf{q} . Имеем, опуская далее координату \mathbf{q} :

$$I = |A|^2 = I_1 + I_2 + A_1 A_2^* + A_1^* A_2, \quad (3)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности излучения в точке \mathbf{q} при отсутствии поочередно диффузоров 2 и 1 соответственно.

Преобразуем выражение $A_1 A_2^*$ с учетом выражений (1) и (2). Имеем:

$$A_1 A_2^* = \exp\left\{ik[\rho_{s1} + \rho_{q1} + \mathbf{u}_1(\mathbf{l}_{s1} + \mathbf{l}_{q1}) - \rho_{s2} - \rho_{q2} - \mathbf{u}_2(\mathbf{l}_{s2} + \mathbf{l}_{q2})]\right\} \cdot N \cdot M \cdot \tilde{A}_n \cdot \tilde{A}_m^*, \quad (4)$$

где \tilde{A}_n и \tilde{A}_m^* — средние арифметические значения величин $|a_n| \exp\{i[\varphi_n + k\mathbf{r}_n(\mathbf{l}_{s1} + \mathbf{l}_{q1})]\}$ и $|a_m| \exp\{-i[\varphi_m - k\mathbf{r}_m(\mathbf{l}_{s2} - \mathbf{l}_{q2})]\}$ соответственно, $n = 1, \dots, N$, $m = 1, \dots, M$. Аналогично для $A_1^* A_2$ имеем:

$$A_1^* A_2 = \exp\left\{-ik[\rho_{s1} + \rho_{q1} + \mathbf{u}_1(\mathbf{l}_{s1} + \mathbf{l}_{q1}) - \rho_{s2} - \rho_{q2} - \mathbf{u}_2(\mathbf{l}_{s2} + \mathbf{l}_{q2})]\right\} \cdot N \cdot M \cdot \tilde{A}_n^* \cdot \tilde{A}_m. \quad (5)$$

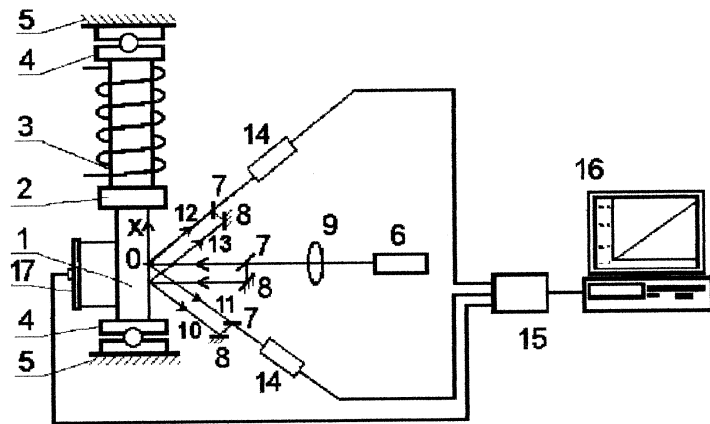


Рис. 2. Схема нагружения объекта и оптическая система установки.

Полагая для достаточно больших M и N : $\tilde{A}_n \tilde{A}_m^* = \tilde{A}_n^* \tilde{A}_m = \tilde{I}_{12}$ и $I_{s1} = I_{s2} = I_s$, $I_{q1} = I_{q2} = I_q$, что можно обеспечить на практике с помощью систем зеркал, вместо (3) имеем:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot I_{1,2} \cdot \cos\{k[\Delta\rho + \Delta\mathbf{u}(I_s + I_q)]\}, \quad (6)$$

где $I_{1,2} = N \cdot M \cdot \tilde{I}_{12}$, $\Delta\rho = \rho_{s1} + \rho_{q1} - \rho_{s2} - \rho_{q2}$, $\Delta\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2$ — вектор относительных перемещений диффузоров. При $\Delta\rho = \text{const}$ и $\Delta\mathbf{u} \neq 0$ формула (6) описывает периодическое изменение интенсивности из-за перемещений диффузоров. Из (6) следует, что

$$(I_s + I_q)\Delta\mathbf{u} = \Delta N \cdot \lambda, \quad (7)$$

где $\Delta N = N - N_0$, N_0 и N — порядки полос в точке наблюдения до и после относительного перемещения диффузоров на $\Delta\mathbf{u}$, λ — длина волны излучения.

3. Эксперимент. Для проверки соотношения (7) был поставлен эксперимент, в котором относительные перемещения диффузоров задавали периодическим нагружением цилиндра.

Полый цилиндр 1 (рис. 2) из алюминиевого сплава Д16 с внутренним и внешним диаметром 21.7 и 24.8 mm соответственно и длиной

65 mm закрепляли соосно со сплошным цилиндром 3 длиной 77 mm и диаметром 30 mm в жесткой трубчине 5. Периодическое нагружение осуществляли нагреванием сплошного цилиндра 3 электрической спиралью с последующим естественным охлаждением после выключения электрического напряжения. Для тепловой изоляции цилиндров между ними помещали керамическую пластину 2 толщиной 20 mm.

Луч лазера 6 разделяли с помощью полупрозрачного зеркала 7 на два луча, лучи с помощью зеркала 8 параллельно друг другу и по нормали к поверхности (параллельно оси Oz) направляли на поверхность объекта. Размеры освещенных участков поверхности были порядка 0.3 mm, расстояние l_0 между освещенными участками поверхности равнялось 12.3 mm. Для фокусировки лучей на поверхность использовалась линза 9 с фокусным расстоянием 61 mm. Пары рассеянных пучков 10, 11 и 12, 13, отраженные под углами $\beta_{x1} = 138^\circ$ и $\beta_{x1} = 50^\circ$ к оси Ox и под углом 90° к оси Oy , совмещали с помощью зеркала 8 и полупрозрачного зеркала 7 и направляли на фототранзисторы 14. Сигналы от фототранзисторов с помощью адаптера 15 вводили в ЭВМ IBM PC/AT 16 для цифровой обработки. В работе был использован гелий-неоновый лазер ЛГН207А с длиной волны $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ и мощностью 1.6 mW. Деформацию цилиндра контролировали также с помощью стандартного тензометра 17, входящего в комплект прибора СИП-250. Расстояние l_1 между ножами тензометра равнялось 50 mm. Сигналы с тензометра также вводились в ЭВМ.

С учетом углов освещения и наблюдения из формулы (7) получаем соотношения для определения компонент вектора относительных перемещений:

$$\begin{aligned}\Delta u_x &= \lambda(0.698\Delta N_2 - 0.738\Delta N_1), \\ \Delta u_z &= \lambda(0.271\Delta N_2 + 0.313\Delta N_1),\end{aligned}\quad (8)$$

где ΔN_1 и ΔN_2 — изменения порядков полос, соответствующие углам наблюдения β_{x1} и β_{x2} .

На рис. 3 приведены типичные изменяющиеся во времени сигналы с фототранзисторов и с тензометра. Величины сигналов даны в пикселях экрана монитора ЭВМ. Изменение сигнала тензодатчика на 30 пикселей соответствовало относительному перемещению Δl ножей тензометра на $3.5 \mu\text{m}$.

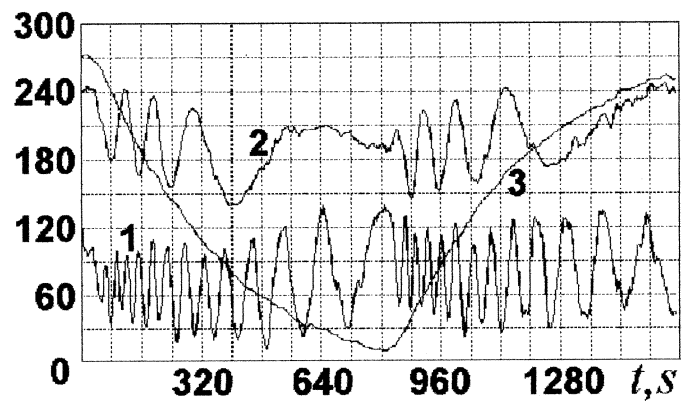


Рис. 3. Зависимости сигналов с фототранзисторов (1, 2) и тензометра (3) от времени.

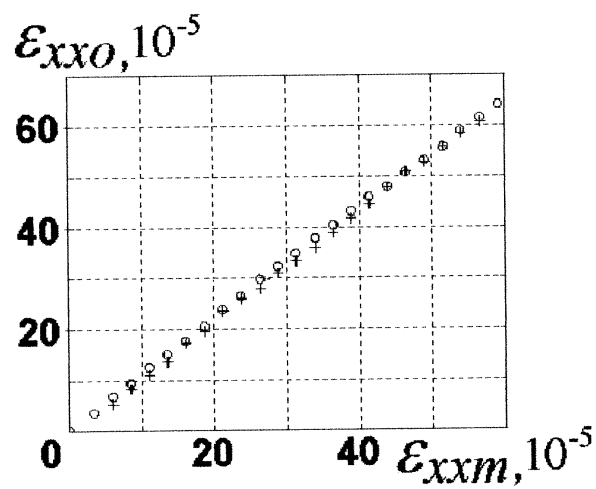


Рис. 4. Зависимость деформации ε_{xho} , определенной оптическим методом, от деформации ε_{xht} , определенной с помощью тензометра: \circ — нагрузка, $+$ — разгрузка.

На рис. 4 отложены зависимости относительных деформаций ε_{xx} , определенных оптическим способом по формуле $\varepsilon_{xxo} = \Delta u_x / l_0$, от деформаций, определенных с помощью показаний тензометра по формуле $\varepsilon_{xxt} = \Delta l / l_1$. Величины Δu_x определяли графически путем сглаживания экспериментальной зависимости порядков полос ΔN_1 и ΔN_2 от времени с учетом знаков порядков полос. Величины ΔN_1 брали со знаком минус, а величины ΔN_2 со знаком плюс из физических соображений, исходя из наблюдений за направлением смещения полос в ходе проведения эксперимента.

Отметим, что максимальное относительное перемещение Δu_z равнялось $1.3 \mu\text{m}$. Различие наклона экспериментальной прямой от единицы на рис. 4 было в пределах 9%, а различие в показаниях оптического датчика для различных участков поверхности — в пределах 4%.

Заключение. Рассмотренный в данной статье метод определения относительных перемещений имеет некоторое сходство с методом голографической интерферометрии. Если направления освещения рассеивающих участков и направления наблюдения рассеянного излучения совпадают, то полученное теоретическое соотношение между перемещением и порядком полос совпадает с аналогичной формулой в голографической интерферометрии. Чувствительности методов также совпадают. Поскольку в предлагаемом методе анализируется изменение картины полос в области перекрытия неидентичных спеклов, то предельные непрерывно измеряемые перемещения зависят от относительного перемещения спеклов и от декорреляции спеклов, вызванных перемещением диффузоров.

В работе получено хорошее совпадение относительных перемещений, измеренных оптическим способом и тензодатчиком. В настоящее время данный оптический способ уступает по чувствительности наиболее чувствительным тензодатчикам. Однако метод является бесконтактным и позволяет определять все три компоненты вектора относительных перемещений.

Список литературы

- [1] Власов Н.Г., Гинзбург В.М., Штанько А.Е. // Б.И. 1977. № 14. А.с. 554467.
- [2] Горбатенко Б.Б., Клименко И.С., Рябухо В.П., Сурменко Л.А. // Б.И. 1988. № 6. А.с. 1374042.