

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

© 2008 г. И. П. Мирошниченко, канд. техн. наук; А. Г. Серкин; В. П. Сизов, доктор техн. наук

Ростовский военный институт ракетных войск им. Главного маршала артиллерии Неделина М.И.,
Ростов-на-Дону

На основе использования тензорной теоремы Грина проведен анализ векторного электромагнитного поля в зоне наблюдения лазерного измерителя перемещений, который облучается волной с криволинейным фазовым фронтом. Показано, что при этом одним прибором достижимы измерения линейных и угловых перемещений отражателя, поворотов плоскости поляризации излучения, а также координат излучателя в пространстве.

Коды OCIS: 120.3180.

Поступила в редакцию 16.10.2006.

Перспективным направлением развития лазерной интерферометрии является совершенствование существующих средств измерения в направлении их унификации и обеспечения контроля внешних факторов, что позволит расширить область их применения при проведении технических измерений. Применение интерферометров для решения задач прецизионных измерений длин и перемещений известно и широко распространено. Большинство средств измерений основываются на использовании излучения с плоским фазовым фронтом [1]. Это ограничивает функциональные возможности и область применения конкретного устройства. Для устранения этого недостатка, по мнению авторов, необходимо исследовать измеритель перемещений, в котором интерферометр облучается волной с криволинейным фазовым фронтом. Это достижимо разработкой и исследованием адекватной математической модели, позволяющей учесть сложные явления дифракции, интерференции, поляризации и другие, сопровождающие применение лазерного излучения.

Данная работа посвящена использованию строгой электромагнитной теории при построении математической модели для анализа лазерных измерителей перемещений с целью расширения их функциональных возможностей.

Рассматриваемая схема измерителя малых перемещений [2] представлена на рис. 1, где светодели- тель 1 с известным амплитудным пропусканием рас- положен в плоскости S , с которой связана декартова система координат x, y, z , а отражатель 2 находится в плоскости S_r , которая составляет с плоскостью S угол α . На светодели- тель падает линейно-поляризованное излучение, прошедшее через круглую диафрагму диаметром $2a$, центр которой расположен в точке с координатами $x_0, y_0, z_0 = 0$. Нормаль к апертуре диафрагмы составляет угол α_0 с осью y . Рассмотрены два случая поляризации света:

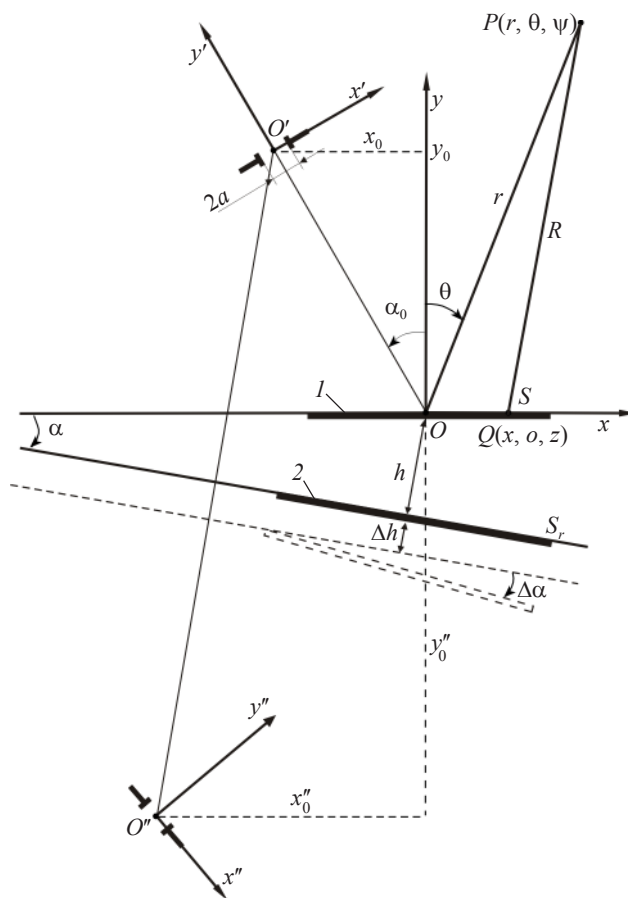


Рис. 1. Схема измерителя перемещений.

- параллельная, когда вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости $z = 0$ под углом α_0 к оси x ;
- перпендикулярная, когда вектор $\mathbf{E}$ нормален плоскости $z = 0$.

Фотоприемник, предназначенный для анализа интерференционной картины, расположен на некотором расстоянии от светодели- теля (в зоне Френеля). Такое устройство позволяет по создаваемой интерференционной картине определять координаты источника излучения (в данном случае диафраг-

мы), либо, если он зафиксирован неподвижно, найти перемещение отражателя в пространстве.

Для нахождения пространственного перемещения источника или отражателя необходимо определить изменение распределения рассеянного рассматриваемым устройством электромагнитного поля в зоне наблюдения интерференционной картины, т. е. в пространстве $y > 0$. Для решения этой задачи применим тензорную теорему Грина [3], которая связывает векторное поле в точках источников ($y = 0$) и поле в точках наблюдения.

Используя тензорную функцию Грина со смешанными граничными условиями Неймана–Дирихле [4], а также принимая во внимание то, что электромагнитные волны являются поперечными и удовлетворяют уравнениям Максвелла, для определения распределения электромагнитного поля в точках наблюдения достаточно знать только касательные составляющие напряженности электрического поля на поверхности, где расположены источники:

$$E_v = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[E^2 \left(\nabla_1^D G_{2v}^D - \nabla_2^N G_{1v}^N \right) + E^3 \left(\nabla_1^D G_{3v}^D - \nabla_3^N G_{1v}^N \right) \right] dS. \quad (1)$$

Здесь индекс, обозначенный греческой буквой, относится к точкам наблюдения, которые будем определять в сферической системе координат r, θ, ψ , а индексы 1, 2, 3 относятся к координатам точек источников, лежащих на поверхности светоделиителя. Причем координата “1” совпадает (с противоположным знаком) с единичной нормалью $\vec{n}$ к S , внешней по отношению к рассматриваемой области. Вектор E_S – ковариантный, E^S – контравариантный, G_{iv}^{DN} – тензорная функция Грина, которая удовлетворяет неоднородному уравнению

$$\nabla^S \nabla_S G_{iv} + k^2 G_{iv} = -4\pi g_{iv} \delta(r - \rho) \quad (2)$$

и смешанным граничным условиям

$$\nabla^n G_{nv}^N = 0, \quad G_{iv}^D = 0 \in S, \quad (3)$$

где n – индекс, соответствующий нормальной к поверхности координате, t – касательным координатам.

В выражении (2) g_{iv} – оператор параллельного переноса в евклидовом пространстве [5]

$$g_{iv} = \frac{\partial \xi_m}{\partial x^i} \frac{\partial \bar{\xi}_m}{\partial x^v}, \quad (4)$$

где производится суммирование по m , а координаты ξ_m и $\bar{\xi}_m$ – декартовы.

Конкретизируем выражение (1) для решения рассматриваемой задачи. Поле в области наблюдения удобно представить в сферической системе координат,

а поле источников – в цилиндрической, так как диафрагма, через которую свет попадает на светоделиитель – круглая. В связи с этим введем помимо основной декартовой x, y, z , связанные с ней сферическую r, θ, ψ и цилиндрическую y, ρ, ϕ системы координат. Связь между координатами этих систем определяется соотношениями

$$x = r \sin \theta \sin \psi, \quad y = r \cos \theta, \quad z = r \sin \theta \cos \psi, \quad (5)$$

$$x = \rho \sin \phi, \quad y = y, \quad z = \rho \cos \phi. \quad (6)$$

В этом случае индекс “1” в выражении (1) относится к координате y , индекс “2” – к координате ρ , а индекс “3” – к координате ϕ .

Учитывая, что точки наблюдения определяются в сферической системе координат, а точки источников в цилиндрической, компоненты оператора (4) запишутся так

$$\begin{aligned} g_{\rho r} &= \sin \theta \cos(\phi - \psi), \quad g_{\rho \theta} = r \cos \theta \cos(\phi - \psi), \\ g_{\rho \psi} &= r \sin \theta \sin(\phi - \psi); \quad g_{\phi r} = \rho \sin \theta \sin(\phi - \psi), \\ g_{\phi \theta} &= r \cos \theta \sin(\psi - \phi), \quad g_{\phi \psi} = \rho r \sin \theta \cos(\phi - \psi); \\ g_{yr} &= \cos \theta, \quad g_{y\theta} = -r \sin \theta, \quad g_{y\psi} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя эти выражения и переходя к физическим составляющим вектора E из (1), найдем соотношения для вычисления интересующих нас поперечных компонентов E_θ и E_ψ

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ E_\rho \left[\frac{\partial G}{\partial y} \cos \theta \cos(\phi - \psi) + \frac{\partial G}{\partial \rho} \sin \theta \right] + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi \left[\frac{\partial G}{\partial y} \cos \theta \sin(\psi - \phi) + \frac{\partial G}{\partial \phi} \sin \theta \right] \right\} dS, \\ E_\psi &= \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ E_\rho \frac{\partial G}{\partial y} \sin \theta \sin(\phi - \psi) + \right. \\ &\quad \left. + E_\phi \frac{\partial G}{\partial y} \sin \theta \cos(\phi - \psi) \right\} dS, \end{aligned} \quad (8)$$

где, вычисляя производные от функций Грина и затем полагая $y = 0$, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial y} &= 2 \frac{\exp(ikR)}{R^2} (1 - ikR) \frac{r}{R} \cos \theta, \\ \frac{\partial G}{\partial \rho} &= -2 \frac{\exp(ikR)}{R^2} \frac{1 - ikR}{R} [\rho - r \sin \theta \cos(\phi - \psi)], \\ \frac{\partial G}{\partial \phi} &= -2 \frac{\exp(ikR)}{R^2} \frac{1 - ikR}{R} \rho r \sin \theta \sin(\phi - \psi). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь R – расстояние между точками наблюдения $P(r, \theta, \psi)$ и источников $Q(0, \rho, \phi)$.

Подставляя (9) в выражение (8) получим:

$$E_0 = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\exp(ikR)}{R^2} (1 - ikR) \left\{ E_\rho \left[\frac{r}{R} \cos(\varphi - \psi) - \frac{\rho}{R} \sin \theta \right] + E_\varphi \frac{r}{R} \sin(\psi - \varphi) \right\} \rho d\rho d\varphi, \quad (10)$$

$$E_\psi = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\exp(ikR)}{R^2} (1 - ikR) \frac{r}{R} \cos \theta [E_\rho \sin(\varphi - \psi) + E_\varphi \cos(\varphi - \psi)] \rho d\rho d\varphi.$$

Чтобы для расчета поля воспользоваться соотношениями (10), необходимо определить на поверхности $y = 0$ компоненты E_ρ и E_φ .

Эти компоненты можно найти, применяя метод изображений [6]. В соответствии с этим методом полное поле представляется в виде суперпозиции волн, проходящих через диафрагму, находящуюся в точке O' , и волн от ее зеркального изображения в точке O'' , при этом необходимо учесть амплитудное пропускание светоделиителя, т. е.

$$E_\rho = E'_\rho + T_\rho(\rho, \varphi) E''_\rho, \quad E_\varphi = E'_\varphi + T_\varphi(\rho, \varphi) E''_\varphi. \quad (11)$$

Введем дополнительно вспомогательные локальные декартовы и связанные с ними сферические координатные системы с началами в этих точках. Координаты с одним штрихом относятся к системам координат с началом в точке O' , а два штриха соответствуют системе координат с началом в центре зеркального источника O'' . Эти декартовы координаты связаны с координатами x, y, z следующим образом:

$$\begin{aligned} x' &= (x + x_0) \cos \alpha_0 + (y - y_0) \sin \alpha_0, \\ y' &= -(x + x_0) \sin \alpha_0 + (y - y_0) \cos \alpha_0, \\ z' &= z, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} x'' &= (x + x_0'') \cos(\alpha_0 + 2\alpha) - (y + y_0'') \sin(\alpha_0 + 2\alpha), \\ y'' &= (x + x_0'') \sin(\alpha_0 + 2\alpha) + (y + y_0'') \cos(\alpha_0 + 2\alpha), \\ z'' &= z, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} x_0'' &= x_0 \cos 2\alpha + 2h \sin \alpha + y_0 \sin 2\alpha, \\ y_0'' &= -x_0 \sin 2\alpha + 2h \cos \alpha + y_0 \cos 2\alpha. \end{aligned} \quad (14)$$

Соотношения между вспомогательными сферическими и декартовыми системами координат по-

лучаются из (5) при подстановке соответствующих штрихов.

Сферические компоненты электромагнитного излучения лазера, прошедшего через круглую диафрагму хорошо известны, и для света, поляризованного по оси x' , могут быть представлены выражениями

$$\begin{aligned} E'_{\theta\parallel} &= -i \frac{\exp(ikr')}{r'} \frac{a \sin \psi'}{\sin \theta'} J_1(ka \sin \theta'), \\ E'_{\psi\parallel} &= -i \frac{\exp(ikr')}{r'} \frac{a \cos \theta' \cos \psi'}{\sin \theta'} J_1(ka \sin \theta'). \end{aligned} \quad (15)$$

Если излучение поляризовано по оси z , то выражение для поля имеет вид

$$\begin{aligned} E'_{\theta\perp} &= -i \frac{\exp(ikr')}{r'} \frac{a \cos \psi'}{\sin \theta'} J_1(ka \sin \theta'), \\ E'_{\psi\perp} &= -i \frac{\exp(ikr')}{r'} \frac{a \cos \theta' \sin \psi'}{\sin \theta'} J_1(ka \sin \theta'), \end{aligned} \quad (15^*)$$

где a – радиус диафрагмы, J_1 – функция Бесселя 1-го порядка.

Аналогичные соотношения получаются для зеркальной диафрагмы, где вместо координат системы, обозначенной одним штрихом, необходимо записать координаты с двумя штрихами.

Используя известные соотношения между координатами векторов в двух системах криволинейных координат [7], учитывая соотношения (5), (6) и выполнив несложные, но громоздкие преобразования, перейдем от известных сферических компонент вектора $\mathbf{E}$ к цилиндрическим, которые входят в выражения (10).

На поверхности $y = 0$ выражения для этих компонент выглядят так

$$\begin{aligned} E'_\rho &= \frac{\bar{r}'}{\sqrt{(\bar{r}')^2 - (\bar{y}')^2}} \left[\sin \varphi \sin \alpha_0 + \frac{\bar{y}'(\rho + x_0 \sin \varphi)}{(\bar{r}')^2} \right] E'_{\theta'} + \frac{\sqrt{(\bar{r}')^2 - (\bar{y}')^2} (-x_0 \cos \alpha_0 + y_0 \sin \alpha_0) \cos \varphi}{\rho^2 \cos^2 \varphi + (\bar{x}')^2} E'_{\psi'}, \\ E'_\varphi &= \frac{\bar{r}' \cos \varphi}{\sqrt{(\bar{r}')^2 - (\bar{y}')^2}} \left[\sin \alpha_0 + \frac{\bar{y}' x_0}{(\bar{r}')^2} \right] E'_{\theta'} + \frac{\sqrt{(\bar{r}')^2 - (\bar{y}')^2} (\rho \cos \alpha_0 + x_0 \sin \varphi \cos \alpha_0 - y_0 \sin \varphi \sin \alpha_0)}{\rho^2 \cos^2 \varphi + (\bar{x}')^2} E'_{\psi'}, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned}\vec{r}' &= \sqrt{\rho^2 + 2\rho x_0 \sin \varphi + x_0^2 + y_0^2}, \\ \vec{x}' &= (\rho \sin \varphi + x_0) \cos \alpha_0 - y_0 \sin \alpha_0, \\ \vec{y}' &= -(\rho \sin \varphi + x_0) \sin \alpha_0 - y_0 \cos \alpha_0.\end{aligned}\quad (17)$$

Такие же соотношения можно получить при разложении вектора $\mathbf{E}$, записанного в сферической системе координат, связанной с зеркальной диафрагмой. Для этого необходимо в формулах 16 и 17 заменить обозначения с одним штрихом на два, а вместо x_0, y_0, α_0 подставить соответственно $x_0'', y_0'', -(\alpha_0 + 2\alpha)$ из (14).

Таким образом, подставляя формулы (11–17) в выражения (10) и конкретизируя амплитудное пропускание светоделителя $T(\rho, \varphi)$, можно найти компоненты вектора $\mathbf{E}$ в любой точке области $y > 0$.

Для расчета интенсивности необходимо подставить вычисленные по (10–17) значения физических компонент вектора $\mathbf{E}$ в выражение

$$I = E_0 E_0^* + E_\psi E_\psi^*, \quad (18)$$

где E_0^*, E_ψ^* – величины комплексно сопряженные E_0, E_ψ .

В полученные соотношения в качестве параметров входят величины x_0, y_0, α, h , которые определяют координаты источника излучения в виде диафрагмы и положение отражателя. Анализируя распределение интенсивности в пространстве, можно определить эти величины. Покажем это на частных примерах.

Рассмотрим двумерную задачу, когда поле на поверхности светоделителя определяли в плоскости, например $z = 0$ ($\varphi = \pi/2$), а расчеты распределения интенсивности оптического поля произведены в плоскости “ E ” ($\psi = \pi/2$). В качестве светоделителя использована плоская синусоидальная решетка с прямолинейными штрихами, параллельными оси z , амплитудное пропускание такой структуры определяется выражениями [8]

– для параллельной поляризации

$$T = T_0,$$

– для перпендикулярной поляризации

$$T = \frac{T_0}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\tau} \rho \right), \quad (19)$$

где $\tau = 13\lambda$ – период решетки ($\lambda = 0,6328 \times 10^{-6}$ м – длина волны излучения лазера).

В этом случае выражения (10) примут вид

$$\begin{aligned}E_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-d}^d \frac{E_\rho(r - \rho \sin \theta) \exp(ikR)}{R^3} (1 - ikR) d\rho, \\ E_\psi &= \frac{1}{2\pi} \int_{-d}^d \frac{E_\phi r \cos \theta \exp(ikR)}{R^3} (1 - ikR) d\rho,\end{aligned}\quad (20)$$

где $2d$ – размер светоделителя.

Данные выражения использовались при определении интенсивности по формуле (18), расчеты выполнены при следующих исходных данных: $x_0 = 0,05$ м, $y_0 = 0,2$ м, диаметр диафрагмы $2a = 4 \times 10^{-5}$ м, $R_0 = 0,3$ м, $h = 0,005$ м, $\alpha = 0,07^\circ$, $2d = 0,01$ м. Результаты представлены на рис. 2 (рис. 2а – при параллельной поляризации, рис. 2б – при перпендикулярной поляризации), где кривая 1 характеризует распределение интенсивности при значении $h_0 = 0,005$ м, кривая 2 – при $h = h_0 + 0,25\lambda$.

Из представленных графиков следует, что при перемещении отражающей поверхности на $\lambda/4$ интенсивность в какой-либо точке, например, $\theta = \theta^\circ$ изменяется от минимальной величины до максимальной, т. е. происходит смена темных и светлых полос в интерференционной картине. Это ограничивает диапазон однозначного определения перемещений при измерении интенсивности в одной точке. В случае перпендикулярной поляризации излучения (рис. 2б) в интерференционной картине появляются дифракционные максимумы в направлениях θ^1 и θ^{+1} .

Анализ результатов расчетов, выполненных для других случаев поляризации, показывает, что при повороте плоскости поляризации от перпендикуляр-

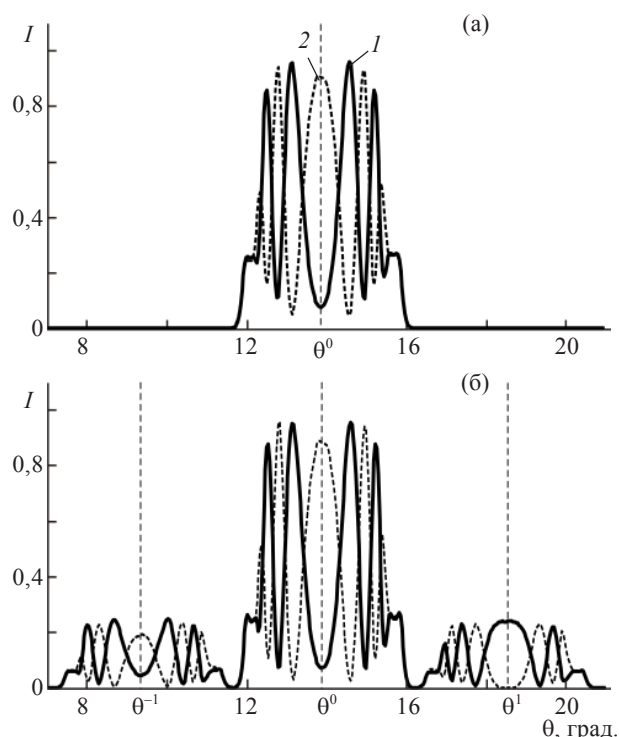


Рис. 2. Распределение интенсивности оптического поля в зоне наблюдения. а – при параллельной поляризации, б – при перпендикулярной поляризации.

ной на угол $\beta < \pi/2$ угол дифракции пучков ± 1 порядка приближенно определяется выражением

$$\theta^{\pm 1} = \pm \arcsin \frac{\lambda \cos \beta}{\tau}. \quad (21)$$

К аналогичным изменениям распределения интенсивности приводит поворот рассматриваемой решетки в плоскости $y = 0$ на угол $\beta < \pi/2$.

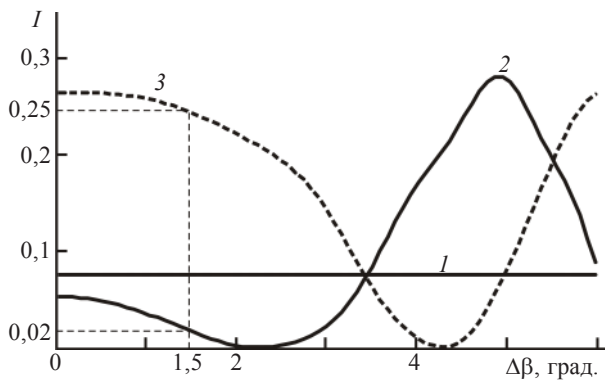


Рис. 3. Зависимости интенсивности в пучках нулевого и (± 1) порядков от угла поворота светоделителя. $1 - I^0 = \text{const}$, $2 - I^{-1} = f_1(\Delta\beta)$, $3 - I^{+1} = f_2(\Delta\beta)$.

Отсюда следует, что измеряя интенсивность в точках, соответствующих центрам пучков ± 1 порядков, можно определять малые повороты плоскости поляризации излучения или малые повороты светоделителя в плоскости $y = 0$. Контроль неподвижности отражателя в этом случае можно осуществлять по постоянству интенсивности в пучке нулевого порядка. Данные выводы поясняет рис. 3, на котором кривые $I^0 = \text{const}$, I^{+1} , I^{-1} характеризуют зависимость интенсивности излучения в центре пучков нулевого и ± 1 порядков соответственно от угла β .

Так, если в результате измерения интенсивности в пучках ± 1 порядка получены значения $I^{+1} = 0,25$, $I^{-1} = 0,02$, а в направлении θ^0 интенсивность не изменилась, то из рис. 3 следует, что плоскость, на которой расположен светоделитель, повернулась вокруг оси y на угол $\Delta\beta = 1,5^\circ$.

Результатами интерференционных измерений малых перемещений являются зависимости интенсивности в заданной точке интерферограммы от перемещения объекта, представленные на рис. 4, которые позволяют в некоторых пределах однозначно связать эти две величины. На рис. 4а показано изменение интенсивности в направлениях θ^{-1} и θ^{+1}

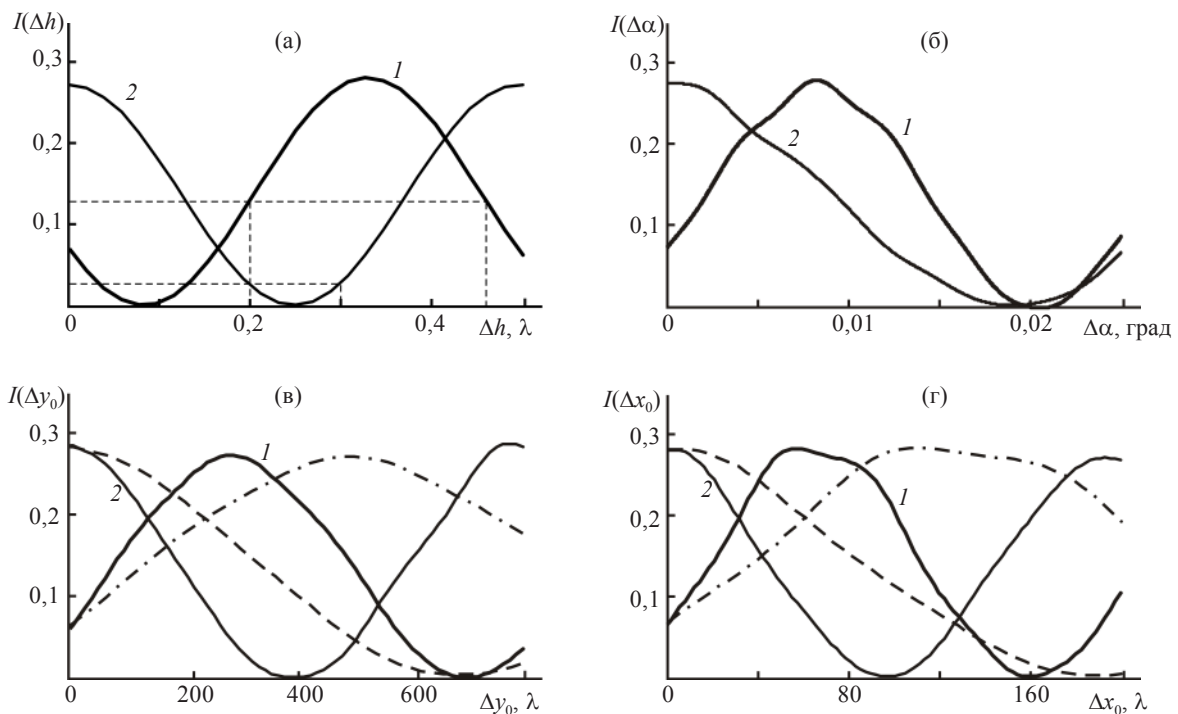


Рис. 4. Зависимости интенсивности в пучках ± 1 порядков: а и б – при линейном и угловом перемещении отражателя на величину Δh и $\Delta \alpha$ соответственно; в и г – при перемещении источника излучения на Δy_0 и Δx_0 соответственно (сплошные кривые – при $y_0 = 0,2$ м, штриховая и штрихпунктирная – при $y_0 = 0,4$ м). 1 – пучки -1 порядка, 2 – пучки $+1$ порядка.

от величины Δh , характеризующей линейное перемещение отражателя при постоянных параметрах x_0, y_0, α , заданных, как и начальное значение h в соответствии с исходными данными. На рис. 4б представлены аналогичные зависимости интенсивности от углового перемещения отражателя.

В практике проведения технических измерений перемещение объекта контроля характеризуется как линейной, так и угловой составляющей, что обуславливает необходимость определения обеих составляющих, т. е. пространственного перемещения. Для одновременного измерения линейного и углового перемещения обычно применяют дополнительный интерферометр или фотоэлектрический автоколлиматор. Предлагаемый метод позволяет в одном средстве измерений совместить регистрацию линейной и угловой составляющих малого перемещения поверхности объекта контроля без применения дополнительных устройств. Поясним суть разработанного метода на примере измерения малых перемещений отражателя интерферометра.

Из анализа распределений (рис. 2б) и зависимостей (рис. 4а, б) следует, что интенсивность в соответствующих точках пучков ± 1 порядка при перемещении отражателя изменяется по-разному. Эта особенность использована для одновременного контроля как линейной, так и угловой составляющей перемещения отражателя, что реализуется измерением значений интенсивности I^{-1} и I^{+1} в направлениях θ^{-1} и θ^{+1} соответственно. Подстановкой в (18 и 20) этих значений получаем систему уравнений относительно h и α

$$\begin{aligned} I^{-1} &= f_1(h, \alpha) \\ I^{+1} &= f_2(h, \alpha), \end{aligned} \quad (22)$$

где $f_1(h, \alpha), f_2(h, \alpha)$ – определяемые расчетным путем зависимости интенсивности от параметров h и α в направлениях θ^{-1} и θ^{+1} соответственно.

Значения h и α , удовлетворяющие системе (22), будут соответствовать действительному положению отражателя. Для пояснения применен графический способ решения, результат которого представлен на рис. 5, где кривые 1 и 2 являются решениями соответствующих уравнений системы, а координаты точки их пересечения соответствуют действительному перемещению отражателя.

Если происходит только линейное перемещение отражателя при постоянном α , то измерением интенсивности в направлениях θ^{-1} и θ^{+1} устраняется неоднозначность, возникающая при $\Delta h > \lambda/4$. Например, в результате измерения получены значения интенсивности $I^{+1} = 0,03$, $I^{-1} = 0,13$. Каждое из измеренных значений интенсивности соответствует

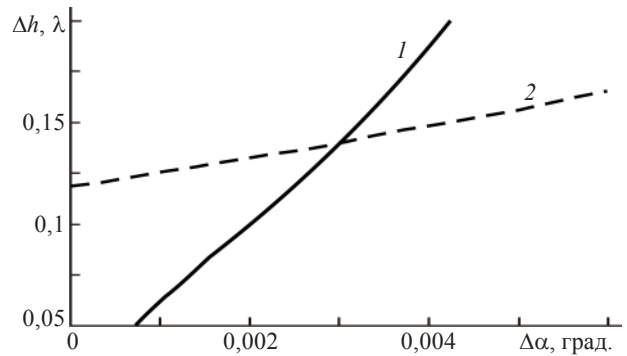


Рис. 5. Результат решения системы уравнений (22).

нескольким значениям Δh (рис. 4а), но только значение $\Delta h = 0,2\lambda$ одновременно удовлетворяет и кривую $I^{+1} = f_1(\Delta h)$ и кривую $I^{-1} = f_2(\Delta h)$. Это значение и является действительным. Данный метод измерения позволяет расширить диапазон измерения линейных перемещений.

Часто на практике более удобно связывать объект контроля не с отражателем интерферометра, а со светящейся точкой, которая формируется на поверхности этого объекта и является источником излучения. В этом случае при неподвижном отражателе необходимо определить координаты источника x_0, y_0 при фиксированных параметрах h и α . Решение этой задачи представляется аналогичным описанному выше методу определения пространственного перемещения отражателя. Зависимости интенсивности в направлении пучков ± 1 порядков от изменения параметров показаны на рис. 4в, г. Заметим, что как показали расчеты и результаты эксперимента, чувствительность измерителя в данном случае существенно зависит от кривизны фронта источника излучения, т. е. от расстояния, на котором производится измерение. На рис. 4в, г сплошными линиями представлены зависимости интенсивности от перемещений светящейся точки, вычисленные для расстояния 0,2 м, а штриховая и штрихпунктирная линии – для расстояния 0,4 м (диапазон задаваемых перемещений одинаковый). Т. е., чем меньше кривизна фронта, тем меньше чувствительность измерителя. Это обстоятельство может быть использовано для определения координат x_0, y_0 на значительном расстоянии.

Для исследуемого измерителя [2] результаты измерения перемещений источника излучения актуальны также и в том смысле, что позволяют исследовать влияние дрейфа параметров интерферометра при деформациях, которые могут быть вызваны, например, влиянием тепла, выделяемого лазером. Температурные деформации или другие внешние воздействия могут также привести к повороту плоскости поляризации излучения лазера или повороту

светоделителя. Разработанный метод позволяет осуществлять контроль влияния этих факторов.

На представленных примерах численного исследования процесса измерения малых перемещений лазерным интерферометром с синусоидальной дифракционной решеткой в качестве светоделителя показана и обоснована возможность реализации нового метода измерения путем применения точечного источника, чем достигается криволинейный фазовый фронт излучения, и последующего измерения интенсивности в боковых пучках ± 1 порядков. В результате применения данного метода достигается унификация и расширение функциональных характеристик измерителя малых перемещений [2] в направлениях расширения диапазонов, осуществление контроля как линейной, так и угловой составляющей перемещения отражателя интерферометра или источника излучения, а также достижение возможности контроля поворотов светоделителя или плоскости поляризации излучения лазера.

Настоящая работа частично поддержана грантами РФФИ № 07-01-00012 и Южного Федерального университета № К-07-Т-56/1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малакара Д. Оптический производственный контроль. М.: Машиностроение, 1985. 400 с.
2. Мирошниченко И.П., Серкин А.Г. Результаты экспериментальных исследований интерференционного измерителя малых перемещений // Измерительная техника. 2006. № 5. С. 22.
3. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М.: Иностранная литература, 1960. 896 с.
4. Коваленко Н.В. О тензорной функции Грина в граничных задачах электродинамики // Антенные решетки. Сб. трудов РГУ. Ростов-на-Дону: изд. РГУ, 1971. С. 17.
5. Синг Дж. Общая теория относительности. М.: Иностранная литература, 1963. 432 с.
6. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1. М.: Иностранная литература, 1958. 930 с.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1968. 720 с.
8. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М.: Мир, 1967. 348 с.