

ных выше ограничений на их светосилу. В случае пленочных линз Люнеберга данная схема вообще может оказаться единственно возможной для применения ввиду особенностей материалов, используемых для ее изготовления. Кроме того, описанная схема измерений неразрушающая и может быть использована при обработке технологии изготовления волноводных линз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аникин В. И., Дерюгин Л. Н., Летов Д. А. и др. Экспериментальное исследование пассивных планарных элементов // ЖТФ.— 1978.— 48.— С. 1001.
2. Аникин В. И., Шокол С. В. Фокусирующие элементы интегральной оптики // Зарубежная радиоэлектрон.— 1984.— № 5.
3. Tomaschke H. E., Rice R. R. Integrated optical wavefront sensor // SPIE.— 1985.— 578.— P. 228.
4. Пуряев Д. Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей.— М.: Машиностроение, 1976.
5. Yao S. K., Anderson D. B., August R. R. e. a. Guided-wave optical thin-film Luneburg lenses: fabrication, technique, and properties // Appl. Opt.— 1979.— 18, N 24.— P. 4067.
6. Suhara T., Kobayashi K., Nishihara H., Koyama J. Graded-index Fresnel lenses for integrated optics // Appl. Opt.— 1982.— 21, N 11.— P. 1966.
7. Veber C. M., Vahey D. W., Wood V. E. Focal properties of geodesic waveguide lenses // Appl. Phys. Lett.— 1976.— 28, N 9.— P. 514.
8. Chem B., Marom E., Morrison R. J. Diffraction-limited geodesic lens for integrated optics circuits // Appl. Phys. Lett.— 1978.— 33, N 6.— P. 511.
9. Delavaux J.-M. P., Betts G. E., Chang W. S. C. Electrooptic linear chirped grating lenses on planar optical Ti:LiNbO₃ Waveguides // J. Lightwave Techn.— 1985.— LT-3, N 3.— P. 595.

Поступила в редакцию 14 декабря 1988 г.

УДК 621.382 : 537.22

Г. М. ГЕРШТЕЙН, В. Л. ГРИЦЕНКО, И. А. МАТВЕЕВА, Л. С. СОТОВ

(Саратов)

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СКРЫТОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ИНДУКЦИИ

В оптоэлектрических системах скрытое электростатическое изображение представляет собой пространственное распределение заряда или потенциала на высокоомном фоточувствительном носителе. В процессе считывания заряда или потенциала электростатической зондовой системой происходит потеря информации, которую можно оценить, зная частотные характеристики зондовых систем [1].

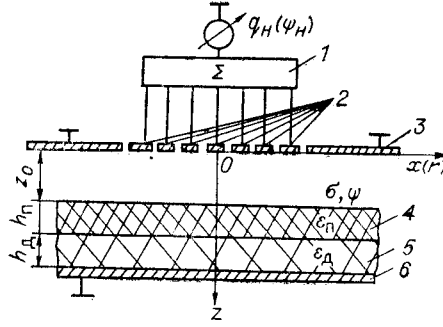
С целью уменьшения потерь и восстановления изображения исследуются возможности синтеза зондовых систем по частотным характеристикам и обработки результатов считывания путем решения интегрального уравнения.

Синтез зондовых систем для преобразования зарядного или потенциального рельефа. Преобразование зарядного σ или потенциального φ рельефа в электрический сигнал $q_n(\varphi_n)$ описывается линейным интегральным оператором, ядром которого соответственно является функция Грина G или ее производная по нормали к поверхности носителя $\frac{\partial G}{\partial n}$, взятая на его поверхности [1]. Функцию G называют относительным потенциалом [2, 3]. Для зондовых систем, описанных в [1, 2, 4], относительный потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа в кусочно-одномерной среде с нулевыми условиями на поверхности, ограничивающей

© 1990 **Герштейн Г. М.**, Гриценко В. Л., Матвеева И. А., Сотов Л. С.

Рис. 1. Модель синтезируемой индукционной системы:

1 — блок суммирования откликов измерительных электродов системы в соответствии с весовой корректирующей функцией φ ; 2 и 3 — измерительные и экранирующие электроды; 4 и 5 — полупроводниковый и диэлектрические слои носителя; 6 — металлическая подложка



зондовую систему, кроме участка поверхности, соответствующего измерительному электроду. На последнем относительный потенциал равен единице. Частотные свойства таких систем исследованы в [1, 4].

Вполне естественно поставить вопрос о том, какой должна быть функция G на граничной поверхности зондовой системы (или части ее) с тем, чтобы ее частотная характеристика K_σ удовлетворяла определенным требованиям. С использованием результатов, полученных при анализе оптоэлектрических систем [1], поставим и решим задачу синтеза зондовой системы.

Предположим, что по координате z свойства зондовой системы известны (рис. 1): расстояние между зондом и поверхностью носителя z_0 , толщины слоев носителя h_d , h_n , диэлектрические проницаемости ϵ_d , ϵ_n . Слои носителя плоскопараллельны. Функция G обращается в 0 на граничной поверхности, кроме плоскости $z = 0$. В этой плоскости функция G неизвестна. Обозначим ее $\varphi(x, y) = G(x, y, z)|_{z=0}$ и назовем корректирующей. Она и будет определять преобразование скрытого изображения в электрический сигнал.

Представим функцию G в виде

$$G(x, y, z) = f(z)\varphi(x, y). \quad (1)$$

Поскольку частотная функция представляет собой преобразование Фурье от функции Грина, то

$$\dot{K}_\sigma = f(z) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad (2)$$

и одновременно \dot{K}_σ , как показано в [1], удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка. Следовательно, функция $f(z)$ также должна удовлетворять этому уравнению:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} - \Lambda^2 f = 0, \quad (3)$$

где $\Lambda^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2$. Граничные условия для $f(z)$ с учетом граничных условий для функции Грина G примут вид

$$\begin{aligned} f|_{z=z_0+h_n+h_d} &= 0; & f|_{z=0} &= A; \\ \frac{df}{dz} &= \epsilon_n \frac{df}{dz} \Big|_{z=z_0}; & \epsilon_n \frac{df}{dz} &= \epsilon_d \frac{df}{dz} \Big|_{z=z_0+h_n}, \end{aligned} \quad (4)$$

где A — некоторая произвольная постоянная.

Например, в случае традиционной измерительной зондовой системы с одним измерительным электродом, помещенным в заземленный экран, и однослойным носителем на металлической подложке при $\epsilon = 1$ (A выбирается равной единице)

$$f(z) = \frac{\text{sh } \Lambda h}{\text{sh } \Lambda(z+h)}; \quad \varphi(x, y) = G(x, y, 0) = \begin{cases} 1 & \text{на поверхности } S_3; \\ 0 & \text{вне } S_3, \end{cases} \quad (5)$$

где S_3 — поверхность измерительного электрода.

Пусть K_σ — известная частотная функция синтезируемой зондовой системы, $f(z)$ определяется из уравнения (3) с граничными условиями (4), т. е. известными предполагаются диэлектрические проницаемости и

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \operatorname{Re} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K_\sigma}{f(z_0)} e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \right). \quad (6)$$

Таким образом, если в плоскости $z = 0$ (см. рис. 1) сформируем корректирующую функцию $\varphi(x, y)$, то получим зондовую систему с заданной частотной функцией, предназначенную для измерения распределения поверхностного заряда.

В случае синтеза системы, предназначенной для измерения распределения потенциала ψ по поверхности носителя, частотную функцию K_ψ представим аналогично выражению для K_σ :

$$\dot{K}_\psi = f_1(z_0) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x, y) e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad (7)$$

и соответственно

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \operatorname{Re} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\dot{K}_\psi}{f_1(z_0)} e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \right), \quad (8)$$

где функция $f_1(z_0)$ определяется как производная от $f(z)$ по координате z , взятая на поверхности носителя. Функция $f(z)$ является решением уравнения (3) с граничными условиями

$$f|_{z=z_0} = 0; \quad f|_{z=0} = A. \quad (9)$$

В общем случае возможен численный расчет корректирующей функции. Однако в некоторых случаях, представляющих практический интерес, получены аналитические выражения для $\varphi(x, y)$.

1. *Корректирующая функция зондовой системы — «анализатора спектра».* Если возникает необходимость в исследовании спектра распределения, то можно непосредственно измерить амплитуды гармонических составляющих зондовой системой, не прибегая к помощи анализатора спектра. Частотная функция зондовой системы должна быть скорректирована так, чтобы $K_\sigma = C\delta(\omega - \omega_1)$. Тогда в соответствии, например, с выражением (6) корректирующая функция $\varphi(x)$ определяется как

$$\varphi(x) = \frac{C}{2\pi} \operatorname{Re} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta(\omega - \omega_1)}{f(z_0, \omega)} e^{-j\omega x} d\omega \right) = \frac{C}{2\pi} \frac{\cos \omega_1 x}{f(z_0, \omega_1)}, \quad (10)$$

т. е. достаточно сформировать корректирующую функцию, изменяющуюся по синусоидальному закону в направлении координаты x . Для этого предназначено устройство, предложенное в [5].

2. *Корректирующая функция зондовой системы, предназначенной для измерения поверхностного заряда.* Для повышения точности измерения заряда необходимо, чтобы частотные свойства системы оставались неизменными или мало менялись в полосе частот, необходимой для воспроизведения исследуемого распределения с заданной степенью точности:

$$\dot{K}_\sigma = \begin{cases} C, & |\omega_x| \leq \omega_{x\text{гр}}; \quad |\omega_y| \leq \omega_{y\text{гр}}; \\ 0, & |\omega_x| > \omega_{x\text{гр}}; \quad |\omega_y| > \omega_{y\text{гр}}. \end{cases}$$

Если носитель заряда однослойный на металлической заземленной подложке, диэлектрическая проницаемость слоя равна 1, зондовая система

плоскопараллельна, $\omega_y = 0$, $\omega_x = \omega$, то

$$\varphi(x) = \frac{C}{2\pi} \operatorname{Re} \left(\int_{-\omega_{\text{ГР}}}^{\omega_{\text{ГР}}} \frac{\operatorname{sh} \omega (h + z_0)}{\operatorname{sh} \omega h} e^{-j\omega x} d\omega \right). \quad (11)$$

Для расстояния между зондом и слоем z_0 , в кратное число раз превышающего толщину слоя h , и функции $\varphi(x)$ нами получено аналитическое выражение

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{2C}{\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\{(2n+1) \operatorname{sh} (2n+1) h \omega_{\text{ГР}} \cos x \omega_{\text{ГР}} + x \operatorname{ch} (2n+1) h \omega_{\text{ГР}} \sin x \omega_{\text{ГР}}\}}{[(2n+1) h]^2 + x^2}; \\ \frac{z_0}{h} = 2N - 1, \quad N = 1, 2, 3, \dots; \\ \frac{2C}{\pi} \sum_{n=0}^N \frac{\{2nh \operatorname{sh} 2nh \omega_{\text{ГР}} \cos x \omega_{\text{ГР}} + x \operatorname{ch} 2nh \omega_{\text{ГР}} \sin x \omega_{\text{ГР}}\}}{(2nh)^2 + x^2}; \\ \frac{z_0}{h} = 2N, \quad N = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (12)$$

Для двумерного случая, используя формулу обращения для преобразования Ханкеля [6], из выражения (6) получим

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{2C\Lambda_{\text{ГР}}}{r} \left\{ J_1(\Lambda_{\text{ГР}} r) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\Lambda_{\text{ГР}} h)^{2k}}{(2k)!} \sum_{m=0}^{N-1} (2m+1)^{2k} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Lambda_{\text{ГР}} h)^{2k}}{(2k)!} \sum_{m=0}^{N-1} \times \right. \\ \left. \times (2m+1) \sum_{n=1}^k (-1)^n \left(\frac{2}{\Lambda_{\text{ГР}} r} \right)^n J_{n+1}(\Lambda_{\text{ГР}} r) \prod_{l=0}^{n-1} (k-l) \right\}; \\ \frac{z_0}{h} = 2N - 1, \quad N = 1, 2, 3, \dots; \\ \frac{2C\Lambda_{\text{ГР}}}{r} \left\{ J_1(\Lambda_{\text{ГР}} r) \left[\frac{1}{r} + J_1(\Lambda_{\text{ГР}} r) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(\Lambda_{\text{ГР}} h)^{2k}}{(2k)!} \sum_{m=0}^N (2m)^{2k} \right] + \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Lambda_{\text{ГР}} h)^{2k}}{(2k)!} \sum_{m=0}^N (2m)^{2k} \sum_{n=1}^k (-1)^n \left(\frac{2}{\Lambda_{\text{ГР}} r} \right)^n J_{n+1}(\Lambda_{\text{ГР}} r) \prod_{l=0}^{n-1} (k-l) \right\}; \\ \frac{z_0}{h} = 2N, \quad N = 0, 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (13)$$

где J_n — функция Бесселя n -го порядка.

На рис. 2 даны зависимости $\varphi(x)$ от приведенной координаты x/h для различных значений нормированной полосы пропускания $\Lambda_{\text{ГР}} h$ и отношения z_0/h . Функция $\varphi(x)$ — четная, знакопеременная, максимальное значение φ достигается при $x = 0$.

3. *Корректирующая функция зондовой системы, предназначенной для измерения поверхностного потенциала.* Выражения, аналогичные (12) и (13), получены для одномерного и двумерного вариантов соответственно с учетом того, что $f_1(z_0) = \Lambda / \operatorname{sh} \Lambda z_0$:

$$\varphi(x) = \frac{C}{\pi} \left\{ \frac{\sin x \omega_{\text{ГР}}}{x \omega_{\text{ГР}}} \operatorname{sh} z_0 \omega_{\text{ГР}} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(z_0 \omega_{\text{ГР}})^{2k+1}}{(2k+1)!} \sum_{n=1}^k (-1)^n \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\sin x \omega_{\text{ГР}}}{x \omega_{\text{ГР}}} - \frac{\cos x \omega_{\text{ГР}}}{2k - 2n + 1} \right) \frac{1}{(x \omega_{\text{ГР}})^{2n}} \prod_{l=0}^{n-1} (2k - 2l)(2k - 2l - 1) \right\} \quad (14)$$

и

$$\varphi(r) = \frac{C}{r} \left\{ J_1(\Lambda_{\text{ГР}} r) \operatorname{sh} z_0 \Lambda_{\text{ГР}} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\Lambda_{\text{ГР}} z_0)^{2k+1}}{(2k+1)!} \sum_{n=1}^k (-1)^n \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{2}{\Lambda_{\text{ГР}} r} \right)^n J_{n+1}(\Lambda_{\text{ГР}} r) \prod_{l=0}^{n-1} (k-l) \right\}. \quad (15)$$

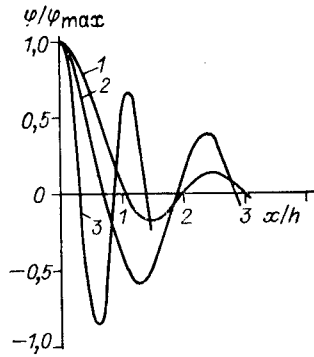


Рис. 2. Кривые зависимости корректирующей функции ψ/ψ_{\max} от нормированной координаты x/h :

1 — $z_0/h = 0, \omega_{\Gamma P}h = \pi$; 2 — $z_0/h = 1, \omega_{\Gamma P}h = \pi$; 3 — $z_0/h = 1, \omega_{\Gamma P}h = 2\pi$

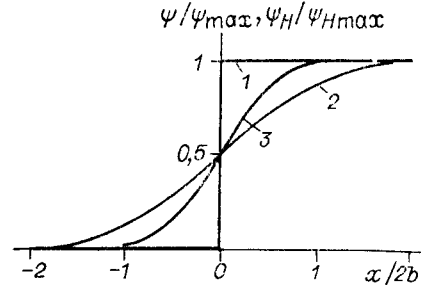


Рис. 3. Кривые зависимости распределения потенциала ψ и отклика зондовой системы Ψ_H от нормированной координаты $x/2b$:

1 — тестовое распределение потенциала ψ ; 2 — отклик Ψ_H зонда с одним измерительным электродом (поперечный размер последнего $2b$); 3 — отклик Ψ_H многоэлектродного зонда (поперечный размер измерительного центрального электрода $2b$). Расстояние между зондом и носителем $z_0/2b = 1,5$

Один из вариантов технической реализации способа формирования системы с постоянной частотной характеристикой заключается в создании многоэлектродного зонда. Суммируя в соответствии с корректирующей весовой функцией отклики отдельных электродов зонда, получим более точное воспроизведение исследуемого распределения (рис. 3).

Восстановление исследуемого распределения по отклику измерительной системы. Точность измерения распределения заряда или потенциала можно повысить, применяя вычислительные методы и средства обработки результатов измерения. При этом измерительная система используется для сбора информации, обработка которой затем ведется по специальным алгоритмам на ЭВМ. При известных отклике измерительной системы $q_H(\Psi_H)$ и ядре оператора $G\left(\frac{\partial G}{\partial n}\right)$ выражение, описывающее преобразование зарядного или потенциального рельефа в электрический сигнал [1, 2], представляет собой уравнение Фредгольма 1-го рода. Задача восстановления поверхностного распределения σ или ψ по отклику $q_H(\Psi_H)$ является некорректной и решается специальными методами, предложенными А. Н. Тихоновым и М. М. Лаврентьевым [7, 8].

Возможность восстановления поверхностного распределения заряда по отклику измерительной системы подтверждается в численном эксперименте, проведенном при следующих условиях. Отклик системы q_H связан с пространственно распределенным воздействием σ известным выражением [3]

$$q_H = \int_{S_\sigma} G \sigma dS, \quad (16)$$

где G — функция Грина, или относительный потенциал. В качестве контрольного распределения σ выбирается

$$\sigma = \sum_{i=1}^2 \sigma_i, \quad (17)$$

где

$$\sigma_i = \begin{cases} \sigma_{0i} [1 + \cos \mu(x - x_i)], & |x - x_i| \leq \frac{\pi}{\mu}; \\ 0, & |x - x_i| > \frac{\pi}{\mu}; \end{cases}$$

$$|x_1 - x_2| = L.$$

Функция Грина известна из [4]. Для отклика q_H на распределение σ

получено аналитическое выражение

$$q_n = \sum_{i=1}^2 q_{ni},$$

где

$$\frac{q_{ni}}{\sigma_{oi}} = \begin{cases} \frac{4}{l} \sum_v \frac{e^{-v|x_i|} \operatorname{sh} vb \operatorname{sh} v \frac{\pi}{\mu}}{v^2 \left(1 + \frac{v^2}{\mu^2}\right)} \sin v z_0, & |x_i| > b + \frac{\pi}{\mu}; \\ \left(1 - \frac{z_0}{l}\right) \left(l + \frac{\pi}{\mu} - |x_i|\right) + \frac{\sin \mu (b - |x_i|)}{\mu} \frac{\operatorname{sh} \mu l \left(1 - \frac{z_0}{l}\right)}{\operatorname{sh} \mu l} - \\ - \frac{2}{l} \sum_v \frac{e^{-v|x_i|} \operatorname{ch} v \left(b + \frac{\pi}{\mu}\right) - e^{-v\left(b + \frac{\pi}{\mu}\right)} \operatorname{ch} v x_i}{v^2 \left(1 + \frac{v^2}{\mu^2}\right)} \sin v z_0, & |x_i| > -b + \frac{\pi}{\mu}, |x_i| > b - \frac{\pi}{\mu}; \\ \frac{2\pi}{\mu} \left(1 - \frac{z_0}{l}\right) - \frac{4}{l} \sum_v \frac{e^{-vb} \operatorname{ch} v x_i \operatorname{sh} v \frac{\pi}{\mu}}{v^2 \left(1 + \frac{v^2}{\mu^2}\right)} \sin v z_0, & b > \frac{\pi}{\mu}, |x_i| < b - \frac{\pi}{\mu}; \\ 2b \left(1 - \frac{z_0}{l}\right) + 2 \cos \mu x_i \frac{\sin \mu b}{\mu} \frac{\operatorname{sh} \mu l \left(1 - \frac{z_0}{l}\right)}{\operatorname{sh} \mu l} - \\ - \frac{4}{l} \sum_v \frac{e^{-\frac{v\pi}{\mu}} \operatorname{ch} v x_i \operatorname{sh} vb}{v^2 \left(1 + \frac{v^2}{\mu^2}\right)} \sin v z_0, & b < \frac{\pi}{\mu}, |x_i| > b - \frac{\pi}{\mu}, \end{cases} \quad (18)$$

$v = \pi n/l$; $l = h + z_0$; h — толщина слоя носителя; $2b$ — поперечный размер измерительного электрода зонда.

Одномерное уравнение Фредгольма 1-го рода решается методом регуляризации М. М. Лаврентьева

$$q_n(x_0) = \int_c^d G(x, x_0) \sigma(x) dx. \quad (19)$$

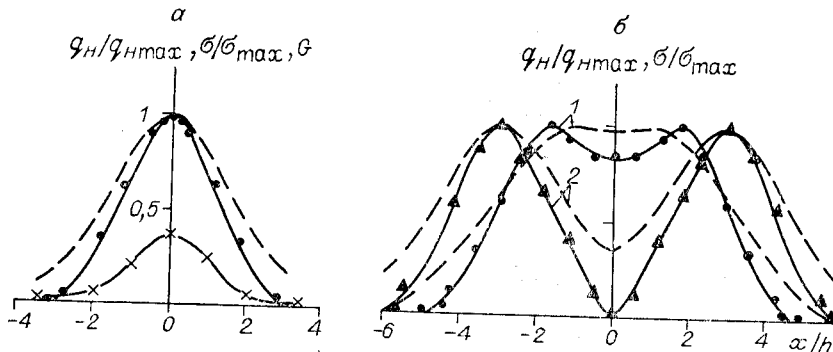


Рис. 4. Кривые зависимости распределения заряда σ , отклика зондовой системы q_n и функции Грина G от нормированной координаты x/h : штриховая линия — q_n ; крестики — G ; сплошная линия — точное решение σ ; точки и треугольники — результаты восстановления σ ; $a - \kappa = 0,18$, $L/h = 0$; $b - \kappa = 0,3$; $1 - L/h = 3,5$; $2 - L/h = 6$

вычислительных комплексов (АВК), состоящих из измерительных и автоматизированных систем обработки информации. Для повышения точности измерения АВК целесообразно применять коррекцию зондовой системы в сочетании с обработкой результатов измерений автоматизированной вычислительной системой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грищенко В. Л., Матвеева И. А. Контрастно-частотные характеристики оптоэлектрических систем с индукционным преобразованием // Автометрия.— 1983.— № 5.
2. Матвеева И. А., Пронин В. П., Шехтман Л. А. К теории измерения поверхностных зарядов методом электростатической индукции // ЖТФ.— 1977.— 47, № 7.
3. Герштейн Г. М. Моделирование полей методом электростатической индукции.— М.: Наука, 1970.
4. Матвеева И. А. Метрологические свойства зондовых систем для измерения поверхностных зарядов // Радиотехника и электроника.— 1982.— 27, № 4.
5. А. с. 617867 СССР. Устройство для измерения гармонических составляющих зарядного рельефа/А. П. Клепов, И. А. Матвеева, В. П. Пронин.— Оpubл. 30.07.78. Бюл. № 28.
6. Трантер К. Дж. Интегральные преобразования в математической физике.— М.: Госиздат. техн.-теор. лит., 1956.
7. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1986.
8. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ.— Киев: Наук. думка, 1978.

Поступила в редакцию 5 августа 1988 г.

УДК 535.8

Д. А. БЕЗУГЛОВ
(Ростов-на-Дону)

СИНТЕЗ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПРЕДМЕТНОГО ПОЛЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ДАТЧИКА ГАРТМАНОВСКОГО ТИПА МЕТОДОМ СПЛАЙН-ФУНКЦИЙ

Основным элементом адаптивных оптических систем (АОС) фазового сопряжения является датчик волнового фронта. С его помощью проводят измерения фазы в различных точках входного зрачка с последующим «спиванием» измерений и формированием распределения фазы волнового фронта по всему зрачку. В силу специфики квадратичного детектирования в оптике чаще всего используются датчики интерференционного и гартмановского типа [1, 2], которые позволяют измерять разности фаз между соседними участками апертуры или локальные наклоны волнового фронта, пропорциональные величинам вида $k^{-1} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial r_{ij}}$, $k^{-1} \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial y_{ij}}$, где k — волновое число; $\varphi(x, y)$ — функция, описывающая распределение фазы на апертуре.

Известен алгоритм [3, 4] восстановления волнового фронта, предполагающий при обработке результатов измерений, например от n^2 субапертур, решение системы из $(n+1)^2$ линейных алгебраических уравнений. Для решения такой системы потребуется не менее $2(n+1)^6/3$ операций, что существенно ограничивает применение указанного алгоритма в реальном масштабе времени для больших n . Таким образом, задача синтеза алгоритма восстановления фазового фронта, позволяющего существенно сократить вычислительные затраты, является актуальной.

В данной работе рассмотрен метод восстановления фазового фронта с использованием двумерных параболических нормализованных B -сплайнов на неподвижной сетке из пространства $S_2[\Delta_{2n+1, 2p+1}(a \times b)(c \times d)]$.