

чае поступления в ответвление 2_в двух единичных сигналов на выходе ОБЭ 1_в образуется сигнал переноса, поступающий по ответвлению 2_в на Вых П.

В заключение обсудим возможности практического синтеза оптических ЦВМ на базе рассмотренных оптических функциональных элементов. Центральными вопросами при этом являются вопросы возможности информационного и технического сопряжения данных элементов с другими оптическими функциональными элементами ЦВМ. Возможность информационного сопряжения в данном случае обеспечивается строгим соответствием потенциальных уровней оптических сигналов, соответствующих «0» или «1», на входах и выходах предложенных элементов (в частности, триггера и сумматора). Подобное совпадение соответствующих уровней входных и выходных сигналов объясняется использованием в качестве коммутационных элементов ОБЭ в двух пороговых их состояниях, когда или полностью отражается входной сигнал, или полностью пропускается. Возможность технического сопряжения рассмотренных элементов, построенных на основе волноводной оптики, обусловлена тем, что, во-первых, основная часть межэлементных соединений в оптических ЦВМ выполняется с помощью оптических волноводов [2], а во-вторых, основным (и, по существу, единственным) элементом в рассмотренных схемах является ОБЭ, применение которого в схемах интегральной оптики в немалой степени обусловлено как раз возможностью сопряжения с оптическими волноводами [1]. При этом вопрос обеспечения заданного уровня оптических сигналов при разветвлении их по выходу или объединении по входу легко может быть решен традиционным для схем волноводной оптики путем [1, 2]: использованием оптического усилителя на выходе функционального элемента в первом случае и транспаранта с соответствующим коэффициентом пропускания (< 1) на входе элемента — во втором.

Следует при этом отметить, что основными преимуществами рассмотренных выше схем функциональных узлов оптических ЦВМ по сравнению с существующими [1, 2] являются их простота и чисто оптическое исполнение, не требующее дополнительного применения схем электронного регулирования, снижающих быстродействие устройства и повышающих сложность его конструктивного исполнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов А. С., Смирнов В. Л., Шмалько А. В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации.—М.: Радио и связь, 1990.
2. Акаев А. А., Майоров С. А. Оптические методы обработки информации.—М.: Высш. шк., 1988.

Поступила в редакцию 2 декабря 1991 г.

УДК 772.96 : 535.241

Н. Б. Кулешов, С. С. Саркисов, И. В. Токарев

(Киев)

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОДНОГО РАСТРА В РЕЛЬЕФОГРАФИЧЕСКИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МОДУЛЯТОРАХ СВЕТА С РЕГИСТРАЦИЕЙ СИГНАЛОВ СО СТОРОНЫ ПОДЛОЖКИ

Разработана эффективная методика расчета распределения электрических деформирующих натяжений и рельефа в рельефографических пространственных модуляторах света (ПМС) с записью информации электронным лучом со стороны подложки. С помощью предложенной методики было показано, что влияние размеров электродного растра на распределение электрического поля существенно изменяет светомодуляционные характеристики ПМС. Рассмотрено несколько конструктивных вариантов рельефографических ПМС с точки зрения их модуляционных характеристик.

Введение. Одним из активно развивающихся направлений разработки пространственных модуляторов света является фазовая модуляция света вязкоупругими слоями (ВУС), которые деформируются под действием управляющего электрического поля. Это управляющее поле можно реализовать с помощью распределения электрического заряда, которое создается либо модулированным электронным лучом (системы типа «Эйдофор» [1]), либо светом при наличии фотопроводящего слоя (системы типа «Рутикон» [2]). Использование для записи сигналов электронного луча имеет ряд проблем. Упругость паров ВУС должна быть чрезвычайно низкой, поскольку она находится внутри объема с высоким вакуумом. Кроме того, постоянное воздействие электронного луча приводит к постепенному ухудшению реологических свойств ВУС, а выделения органических продуктов распада из ВУС отравляют катод электронно-лучевой пушки.

В данной работе исследуются ПМС, в которых запись информации осуществляется со стороны подложки [3]. В этих устройствах непосредственное взаимодействие электронного луча с ВУС отсутствует, и поэтому отсутствуют вышеперечисленные проблемы. Для повышения эффективности работы этих ПМС, особенно на низких пространственных частотах, применяется электродный растр (ЭР). Со стороны подложки при использовании фоточувствительного слоя и ЭР возможна также и оптическая запись [4]. Однако ПМС с записью информации со стороны подложки имеют низкую модуляционную способность вследствие невысокого значения электрических деформирующих сил. Предлагается теория таких ПМС, на основании которой даются рекомендации по улучшению их качественных показателей. Особенное внимание уделяется анализу влияния на эти показатели параметров ЭР.

В ряде выполненных ранее работ [5, 6] без соответствующего обоснования распределение электрического поля представляется гармоническим с периодом повторения ЭР. Такой подход не позволяет учесть влияния параметров ЭР на характеристики ПМС.

В [7] для нахождения электрического поля в подобных структурах использовался метод конформных отображений, который сопряжен со значительными трудностями за счет многослойности структуры ПМС. В [8, 9] использовались итеративные процедуры и метод согласования точек, требующие достаточно сложных расчетов на ЭВМ, устойчивость и сходимость которых очень чувствительна к параметрам структуры ПМС.

В настоящей статье авторы предлагают численно-аналитический метод описания, лишенный вышеперечисленных недостатков. С одной стороны, он позволяет производить простой численный расчет конфигурации электрического поля в ПМС для различных значений параметров, а с другой — в некото-

рых случаях обеспечивает аналитические решения, дающие приближенные оценки характеристик ПМС.

1. Постановка задачи. Рассматривается задача электростатики и теории вязкоупругости в структуре, показанной на рис. 1, где введена система координат и обозначены основные параметры: h — толщина ВУС, d — подложка, l — период повторения

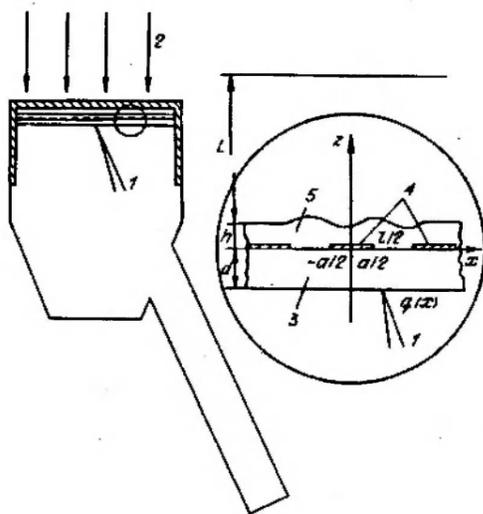


Рис. 1. Схематическое представление ПМС с электронно-лучевой записью со стороны подложки:

1 — электронный луч; 2 — считывающая световая волна; 3 — подложка; 4 — электродный растр; 5 — вязкоупругий слой

ЭР, a — ширина проводящих полосок ЭР, а толщину полосок будем считать бесконечно малой. На свободной поверхности подложки (поверхность записи ($z = -d$)) с помощью электронного луча (или фотопроводящего слоя) сформировано скрытое зарядовое изображение $q(x)$, максимальная пространственная частота которого существенно меньше частоты повторения ЭР. Поэтому $q(x)$ в дальнейшем можно считать медленно меняющейся функцией по сравнению с периодом раstra, что соответствует условию $\frac{1}{q} (dq(x)/dx) \ll 1$.

Для определения электрического поля задача формулировалась в виде уравнений Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi^{(i)}}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\varphi^{(1)}(x, -d) = \varphi^{(2)}(x, -d), \quad (2)$$

$$-\varepsilon_1 \frac{\partial \varphi^{(1)}(x, -d)}{\partial z} + \varepsilon_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}(x, -d)}{\partial z} = -\frac{q(x)}{\varepsilon_0}, \quad (3)$$

$$\varphi^{(2)}(x, 0) = \varphi^{(3)}(x, 0), \quad (4)$$

$$\varphi^{(3)}(x, h) = \varphi^{(4)}(x, h), \quad (5)$$

$$\varphi^{(4)}(x, L) = 0, \quad (6)$$

где $\varphi^{(i)}(x, z)$ — распределение электрического потенциала в i -й области ($i = 1, 2, 3, 4$); $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — диэлектрические постоянные вакуума ($i = 1$), подложки ($i = 2$) и ВУС ($i = 3$); L — среднее расстояние до ближайших заземленных узлов системы считывания (например, штирен-диафрагмы). Граничное условие для нормальной составляющей электрической индукции на свободной поверхности ВУС запишем отдельно для постоянной φ_0 и переменной φ_- компонент электрического поля:

$$\frac{\partial \varphi_0^{(4)}(h)}{\partial z} = \frac{\varepsilon_3}{\hat{\varepsilon}_4} \frac{\partial \varphi_0^{(3)}(h)}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varphi_-^{(4)}(x, h)}{\partial z} = \frac{\varepsilon_3}{\hat{\varepsilon}_4} \frac{\partial \varphi_-^{(3)}(x, h)}{\partial z}, \quad (8)$$

где $\hat{\varepsilon}_4$ и ε_4 обозначают диэлектрическую проницаемость четвертой области соответственно для постоянной и переменной составляющих. Введение этих проницаемостей позволяет включить в рассмотрение несколько частных случаев: а) на вязкоупругий слой нанесена тонкая проводящая пленка с плавающим потенциалом, что соответствует $\hat{\varepsilon}_4 = 1$; $\varepsilon_4 = \infty$ [10]; б) проводящая пленка соединена с ЭР и находится с ним под общим постоянным потенциалом, тогда $\varepsilon_4 = \infty$; $\hat{\varepsilon}_4 = \infty$; в) проводящая пленка на ВУС отсутствует, тогда $\varepsilon_4 = 1$ и $\hat{\varepsilon}_4 = 1$. В плоскости ЭР граничные условия имеют периодический характер:

$$\varphi^{(2)}(x, 0) = \varphi^{(3)}(x, 0) = 0 \text{ для } |x - ml| \leq a/2; \quad m = (0, \infty), \quad (9)$$

$$\varepsilon_2 \frac{\partial \varphi^{(2)}(x, 0)}{\partial z} - \varepsilon_3 \frac{\partial \varphi^{(3)}(x, 0)}{\partial z} = 0 \text{ для } a/2 < |x - ml| \leq l/2. \quad (10)$$

Поле скоростей деформации ВУС с линейной вязкоупругой реологией описывается следующими уравнениями:

$$\hat{\mu} [\nabla^2 v(x, z)] = -\nabla p(x, z), \quad (11)$$

$$\nabla v(x, z) = 0 \quad (12)$$

с соответствующими граничными условиями

$$v = 0 \text{ при } z = 0, \quad (13)$$

$$\sigma_{zz} + T_z = R_z; \quad \sigma_{zx} = R_x \text{ при } z = h, \quad (14)$$

где $p(x, z)$ — распределение давления в ВУС; ∇ — оператор Гамильтона; σ_{zz} и σ_{zx} — компоненты тензора вязкоупругого натяжения; T_z — поверхностное натяжение; R_z и R_x — нормальная и тангенциальная составляющие электрических деформирующих напряжений; $\hat{\mu}$ — линейный интегродифференциальный оператор вязкоупругости, который зависит от конкретной реологии ВУС. Для деформируемых сред, часто используемых в ПМС, таких, как силикон-каучук, с реологией Фойгта [6] оператор $\hat{\mu}$ имеет вид

$$\hat{\mu} = G + \mu \frac{d[\dots]}{dt}, \quad (15)$$

а с реологией Максвелла —

$$\hat{\mu}^{-1} = \frac{1}{G} + \frac{1}{\mu} \int_0^t [\dots] dt, \quad (16)$$

где G — модуль сдвига, μ — динамическая вязкость. Для сред, описываемых другими реологиями (Кельвина, Поинтинга), оператор $\hat{\mu}$ будет иметь более сложный вид.

2. Описание метода решения. Распределение потенциала в i -м слое будем искать в виде

$$\varphi^{(i)}(x, z) = \frac{q}{\varepsilon_0} \left[A^{(i)} + B^{(i)}z + \sum_{n=1}^{\infty} (E_n^{(i)} \operatorname{ch}nkz + F_n^{(i)} \operatorname{sh}nkz) \cos nkx \right]. \quad (17)$$

Используя граничные условия (2)–(10) для коэффициентов $A^{(3)}$ и $E_n^{(3)}$, можно записать следующие соотношения:

$$\sum_{n=1}^{\infty} E_n^* \cos nkx = -A^{(3)}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + \sum_{n=1}^{\infty} P_n E_n^* \cos nkx, \quad 0 \leq x < a/2, \quad (18)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} nk E_n^* = 1 - \frac{A^{(3)} \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}_4}{\varepsilon_3 L - (\varepsilon_3 - \hat{\varepsilon}_4)h}, \quad a/2 < x \leq l/2, \quad (19)$$

где

$$E_n^* = E_n^{(3)} \left[\varepsilon_2 \frac{\alpha_n}{\beta_n} + \varepsilon_3 \frac{\delta_n}{\gamma_n} \right], \quad (20)$$

$$P_n = 1 - \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_2 \frac{\alpha_n}{\beta_n} + \varepsilon_3 \frac{\delta_n}{\gamma_n}}; \quad \lim_{n \rightarrow \infty} P_n = 0, \quad (21)$$

$$\alpha_n = \varepsilon_1 \operatorname{ch}nk d + \varepsilon_2 \operatorname{sh}nk d; \quad \beta_n = \varepsilon_2 \operatorname{ch}nk d + \varepsilon_1 \operatorname{sh}nk d, \quad (22)$$

$$\gamma_n = \varepsilon_3 \operatorname{ch}nk h + \varepsilon_4 \operatorname{sh}nk h; \quad \delta_n = \varepsilon_4 \operatorname{ch}nk h + \varepsilon_3 \operatorname{sh}nk h. \quad (23)$$

Переходя к решению парных уравнений (18), (19), введем плотность распределения электрического заряда $\rho(x)$ на проводящих полосках ЭР, полагая

$$\rho(x) = \left\{ \frac{A^{(3)} \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}_4}{\varepsilon_3 L - (\varepsilon_3 - \hat{\varepsilon}_4)h} - 1 + \sum_{n=1}^{\infty} nk E_n^* \cos nkx \right\}. \quad (24)$$

Неизвестные коэффициенты $A^{(3)}$ и E_n^* выражаются через $\rho(x)$ следующим образом:

$$\frac{A^{(3)} \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}_4}{\varepsilon_3 L - (\varepsilon_3 - \hat{\varepsilon}_4) h} - 1 = \frac{2}{l} \int_0^{a/2} \rho(\xi) d\xi, \quad (25)$$

$$nkE_n^* = \frac{4}{l} \int_0^{a/2} \rho(\xi) \cos nk\xi d\xi. \quad (26)$$

Подставляя (28) в уравнение (18) и меняя порядок суммирования и интегрирования, получим следующее интегральное уравнение для $\rho(x)$:

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi} \int_0^{a/2} \rho(\xi) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nk\xi \cdot \cos nkx}{n} d\xi = -A^{(3)}(\varepsilon_3 + \varepsilon_4) + \\ + \frac{4}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{nk} \cos nkx \int_0^{a/2} \rho(\xi) \cos nk\xi d\xi, \quad 0 \leq x < a/2. \end{aligned} \quad (27)$$

Уравнение (27) является сингулярным интегральным уравнением, и для его решения использовался метод Швингера [11]. Введем новые переменные ζ и η , определяемые соотношениями:

$$\cos kx = \cos^2 \frac{ka}{4} + \sin^2 \frac{ka}{4} \cos k\zeta, \quad (28)$$

$$\cos k\xi = \cos^2 \frac{ka}{4} + \sin^2 \frac{ka}{4} \cos k\eta. \quad (29)$$

Новые переменные ζ и η перекрывают весь интервал от 0 до $l/2$ при изменении старых переменных x и ξ от 0 до $a/2$. Уравнение (27) в новых переменных ζ и η будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\pi} \ln \left(\sin^2 \frac{ka}{4} \right) \int_0^{l/2} \rho^*(\eta) d\eta + \frac{2}{\pi} \int_0^{l/2} \rho^*(\eta) \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\cos ik\zeta \cdot \cos ik\eta}{i} d\eta = \\ = -A^{(3)}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{nk} \cos(nkx(\zeta)) \frac{4}{l} \int_0^{l/2} \rho^*(\eta) \cos(nk\xi(\eta)) d\eta, \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\rho^*(\eta) = \rho(\xi(\eta)) \frac{d\xi}{d\eta}, \quad 0 \leq \eta < l/2. \quad (31)$$

Решение уравнения (32) будем искать в виде ряда Фурье

$$\rho^*(\eta) = \sum_{m=0}^{\infty} y_m \cos m\eta, \quad (32)$$

причем

$$y_0 = \frac{2}{l} \int_0^{a/2} \rho(\xi) d\xi = \frac{A^{(3)} \varepsilon_3 \hat{\varepsilon}_4}{\varepsilon_3 L - (\varepsilon_3 - \hat{\varepsilon}_4) h} - 1. \quad (33)$$

С учетом разложений

$$\cos(nkx(\zeta)) = \sum_{i=0}^n b_i^{(n)} \cos(ik\zeta); \quad \cos(nk\xi(\eta)) = \sum_{s=0}^n b_s^{(n)} \cos(sk\eta), \quad (34)$$

коэффициенты которых легко можно найти [11, с. 847], уравнение (30) сводится к бесконечной системе алгебраических уравнений относительно коэффициентов y_n , которая имеет вид:

$$\frac{y_m}{m} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{n} b_m^{(n)} \sum_{s=1}^n b_s^{(n)} y_s + 2y_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{n} b_m^{(n)} b_0^{(n)}, \quad (35)$$

$$A^{(3)}(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) - \frac{y_0}{k} \ln \left(\sin^2 \frac{ka}{4} \right) = 2y_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{nk} (b_0^{(n)})^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{nk} b_0^{(n)} \sum_{m=1}^n b_m^{(n)} y_m, \quad (36)$$

откуда

$$y_0 = \frac{\sum_{m=1}^n S_m^{(2)} y_m - k(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)T}{k(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)T - S^{(1)}}, \quad (37)$$

$$S^{(1)} = \ln \left(\sin^2 \frac{ka}{4} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{n} (b_0^{(n)})^2, \quad S_m^{(2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{P_n}{n} b_m^{(n)} b_0^{(n)}, \quad (38)$$

$$T = \frac{L\varepsilon_3 - (\varepsilon_3 - \hat{\varepsilon}_4)h}{\varepsilon_3 \hat{\varepsilon}_4}. \quad (39)$$

После исключения из системы (35) y_0 она решалась численно методом редукции, а затем находились коэффициенты $E_n^{(3)}$ (17):

$$E_n^{(3)} = \frac{\sum_{m=1}^n y_m b_m^{(n)} + 2y_0 b_0^{(n)}}{nk \frac{\alpha_n}{\beta} + \varepsilon_3 \frac{\delta_n}{\gamma}}. \quad (40)$$

Электрические деформирующие натяжения, действующие на свободную поверхность ВУС, выражаются через компоненты тензора электрических натяжений Максвелла на границе раздела двух сред $i = 3$ и $i = 4$ [12], и их можно также представить в виде разложения по гармоническим составляющим:

$$R_z = R_z^{(0)} + \sum_{n=1}^{\infty} R_z^{(n)} \cos nkx; \quad R_x = 0, \quad (41)$$

где

$$R_z^{(n)} = \frac{q^2 \varepsilon_3}{2\varepsilon_0} \left\{ \left(2 - \frac{\varepsilon_3}{\hat{\varepsilon}_4} - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_4} \right) \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_3} (y_0 + 1) \frac{nk}{\gamma_n} E_n^{(3)} + \right. \\ \left. + (\varepsilon_4^2 - \varepsilon_3^2) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m(m+n)k^2}{\gamma_m \gamma_{m+n}} E_m^{(3)} E_{m+n}^{(3)} + \frac{(\varepsilon_4 - \varepsilon_3)}{2} \sum_{m=1}^{m < n-1} \frac{m(n-m)k^2}{\gamma_m \gamma_{m-n}} E_m^{(3)} E_{m-n}^{(3)} \right\}, \quad (42)$$

где R_z и R_x — нормальная и тангенциальная составляющие электрического деформирующего натяжения.

Возникающий под действием деформирующих сил геометрический рельеф на свободной поверхности ВУС также представим в виде разложения

$$h(x, t) = h + \sum_{n=1}^{\infty} h_0^{(n)}(t) \cos nkx. \quad (43)$$

Амплитуды гармонических составляющих этого ряда находятся из решения интегродифференциального уравнения, которое получается из краевой задачи вязкоупругости (11) — (14) [6]:

$$2\Theta_n \hat{\mu} [h_n(t)] = \kappa n^2 \hat{\eta}_n(t) + R_z^{(n)}, \quad (44)$$

Решение системы (35)	Порядок усеченной системы N			
	4	3	2	1
y_0	$1,008 \cdot 10^{-2}$	$1,008 \cdot 10^{-2}$	$1,007 \cdot 10^{-2}$	$1,008 \cdot 10^{-2}$
y_1	$3,317 \cdot 10^{-5}$	$3,317 \cdot 10^{-5}$	$3,316 \cdot 10^{-5}$	—
y_2	$2,976 \cdot 10^{-8}$	$2,976 \cdot 10^{-8}$	—	—
y_3	$1,317 \cdot 10^{-9}$	—	—	—

где

$$\Theta_n = \frac{\text{sh}(nkh)\text{ch}(nkh) - nkh}{\text{ch}^2(nkh) + (nkh)^2}, \quad (45)$$

κ — коэффициент поверхностного натяжения ВУС. Уравнение (44), например, для реологии Фойгта имеет следующее решение:

$$h_0^{(n)} = \frac{R_2^{(n)} \Theta_n}{(2G + \kappa n \Theta_n) nk} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{2G + \kappa n \Theta_n}{2\mu} t\right) \right\}. \quad (46)$$

Оптический комплексный коэффициент пропускания ПМС равен

$$H(x) = \exp(j 2\pi(n-1)h(x)/\lambda), \quad (47)$$

где n — показатель преломления ВУС, λ — длина волны считывающего света.

3. Оценка точности метода решения. Для оценки точности и эффективности применяемой методики решения имеет значение устойчивость системы уравнений (38) к усечению ее до конечного количества уравнений. Эту устойчивость иллюстрирует таблица, где представлены решения y_n , получаемые при количестве N оставляемых уравнений в системе от 4 до 1 ($\epsilon_1 = 1$; $\epsilon_2 = 3$; $\epsilon_3 = 3,5$; $\hat{\epsilon}_4 = \epsilon_4 = 1$; $kd = 2$; $kh = 1,5$; $a/l = 0,5$; $kL = 10^4$). При усечении N от 4 до 3 отклонения в коэффициентах y_0 , y_1 , y_2 и y_3 не изменяются в третьей значащей цифре после запятой.

Точность вычислений контролировалась также по выполнению граничных условий для потенциала (17) и распределения заряда (24) в плоскости электродного раstra. На рис. 2, а, б представлены рассчитанные распределения потенциала $\varphi^{(3)}(x, 0)$ и заряда $\rho(x)$. Видно, что при увеличении N уменьшается относительное отклонение получаемых значений $\varphi^{(3)}(x, 0)$ от точного значения $\varphi^{(3)} = 0$ в области проводящей полоски ЭР ($-a/2 < x < a/2$), а для $\rho(x)$ — в межэлектродной области $a/2 < x < l/2$. Из рис. 2 также видно, что получаемое решение достаточно хорошо описывает скачки $\varphi^{(3)}(x, 0)$ и $\rho(x)$ при переходе от проводящего участка ЭР ($0 < x < a/2$) к межэлектродной области. Следует отметить, что даже в случае представления решения только двумя гармониками ($N = 2$) получается достаточно хорошее описание распределения $\varphi^{(3)}(x, 0)$ и $\rho(x)$.

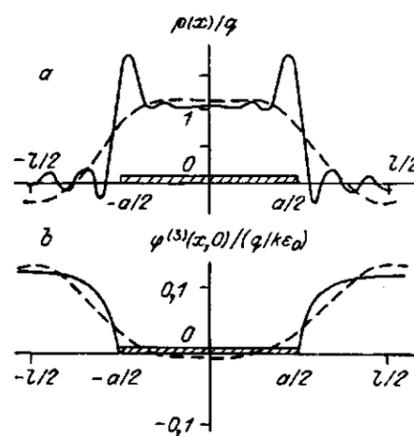


Рис. 2. Распределения заряда (а) и электрического потенциала в плоскости ЭР (б): сплошная кривая соответствует количеству уравнений в усеченной системе (35) $N = 8$, штриховая — $N = 2$; $kd = 6$; $kh = 0,5$; $a/l = 0,5$; $\epsilon_1 = 1$; $\epsilon_2 = 3$; $\epsilon_3 = 3,5$; $\hat{\epsilon}_4 = \epsilon_4 = \infty$

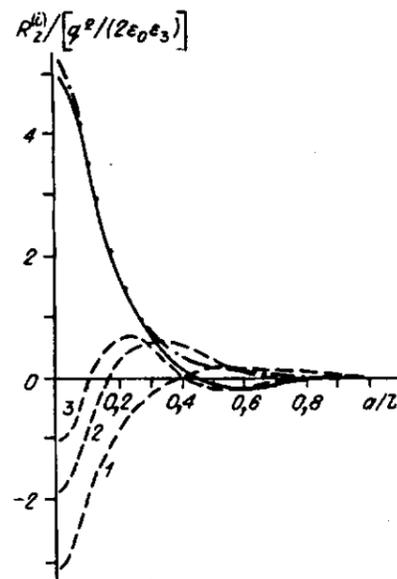


Рис. 3. Зависимость гармоник деформирующего натяжения от относительной ширины полосок ЭР для ВУС без проводящего покрытия (штриховыми кривыми показаны первые три гармоники, которые обозначены соответственно 1, 2, 3) и ВУС с проводящим покрытием с плавающим потенциалом (сплошная кривая — первая гармоника, штрихпунктирная кривая — вторая).

Общие параметры ПМС обоих типов: $kd = 1,25$; $kh = 0,25$; $\epsilon_1 = 1$; $\epsilon_2 = 3$; $\epsilon_3 = 3,5$

4. Анализ полученных результатов.

4.1. ПМС с вязкоупругим слоем без проводящего покрытия. На рис. 3 штриховыми кривыми показаны зависимости первых трех гармоник электрического натяжения ($R_z^{(n)}$) от относительной ширины проводящих полосок ЭР (a/l), при этом в качестве исходных данных взяты параметры ПМС, описанного в [13]. Видно, что максимальные значения этих гармоник достигаются при уменьшении ширины проводящих полосок ЭР. Такое поведение гармоник электрического де-

формирующего натяжения объясняется тем фактом, что по мере уменьшения a в силу принципа сохранения заряда плотность электрических зарядов на полосках ЭР ($\rho = -ql/a$) возрастает. Это, в свою очередь, приводит к увеличению переменной составляющей электрического поля и соответственно $R_z^{(n)}$. При $a/l \rightarrow 0$, $b_i^{(n)} \rightarrow 0$ ($i \neq 0$), а следовательно, и решения системы (35) $y_i \rightarrow 0$. Для частного случая $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3$, $\epsilon_4 = \epsilon_4 = 1$ предлагаемый метод позволяет получить аналитическое решение. При этом следует учесть, что

$$\alpha_n / \beta_n = 1; \quad \gamma_n + \delta_n \approx (\epsilon_3 + 1) \exp(nkh); \quad E_n^{(3)} \approx \frac{-2 \exp(-nkh)}{nk(\epsilon_3 + 1)\epsilon_3};$$

$$2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-nl) \cdot \cos(nx) = \frac{\text{sh}(l)}{\text{ch}(l) - \cos(x)} - 1.$$

Тогда распределение электрического поля на поверхности ВУС описывается простыми аналитическими выражениями:

$$E_z = -\frac{q}{\epsilon_0(\epsilon_3 + 1)} \left[1 - \frac{\text{sh}(kh)}{\text{ch}(kh) - \cos(kx)} \right]; \quad E_x = \frac{q}{\epsilon_0(\epsilon_3 + 1)} \frac{\sin(kx)}{\text{ch}(kh) - \cos(kx)}. \quad (48)$$

Такой же результат для компонент электрического поля в рассматриваемой системе получается с помощью методов функции комплексной переменной при представлении полосок ЭР тонкими ($a \ll l$) круглыми заряженными осями [7], что является дополнительным подтверждением правильности полученного решения. В этом случае первая гармоника электрического деформирующего натяжения имеет вид

$$R_z^{(1)} = -\frac{q^2(\epsilon_3 - 1)}{2\epsilon_0\epsilon_3(\epsilon_3 + 1)} \frac{\exp(-2kh)}{\text{sh}(kh)}. \quad (49)$$

При $a/l \approx 1$ $R_z^{(i)}$ падают до нуля, так как смыкающиеся полоски ЭР экранируют поверхность ВУС от электрического поля заряда q .

Из выражения (49) видно, что зависимость гармоник деформирующих натяжений от пространственной частоты ЭР (kh) при малых a/l имеет резкий рост для $kh \leq 0,1$, что и подтверждает расчетные данные на рис. 4, а. При $kh > 0,1$ гармонические составляющие плавно спадают до нуля, что обусловлено уменьшением компонент переменного электрического поля вблизи сво-

бодной поверхности ВУС (по закону $\exp(-kh)$). Резкий рост натяжения при $kh \rightarrow 0$ обусловлен кулоновским типом взаимодействия ($-1/r$) тонких проводящих осей с поляризационными зарядами на поверхности ВУС.

На рис. 5, а приведены частотные зависимости гармонических компонент рельефа $h_0^{(i)}$ в установившемся состоянии (в уравнении (46) $t \rightarrow 0$). Поведение этих зависимостей определяется как поведением $R_z^{(i)}$, так и механическим откликом ВУС на деформирующие натяжения (множитель перед квадратной скобкой в выражении (46)), зависимость которого от частоты ЭР имеет квазирезонансный характер. При $k \rightarrow 0$ спад $h_0^{(i)}$ объясняется несжимаемостью ВУС. Видно, что для выбранного значения a/l распределение геометрического рельефа имеет большой набор спектральных компонент, каждая из которых имеет свою резонансную частоту. Максимальные значения гармонических компонент более высоких порядков сдвигаются в низкочастотную область. Гармонические составляющие выше пятого порядка достаточно быстро затухают. Поведение кривых на рис. 5, а зависит от параметров ВУС ($2Gh/\kappa$), и, изменяя модуль сдвига G и/или коэффициент поверхностного натяжения κ , можно несколько изменить резонансные частоты гармонических составляющих.

4.2. ПМС с проводящим покрытием вязкоупругого слоя. В ряде случаев поверхность ВУС может иметь значительную проводимость [14, 15]. В частности, для работы на отражение на ВУС может наноситься проводящая

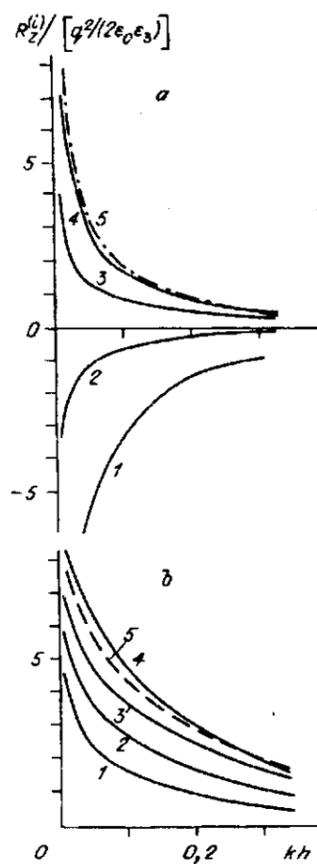


Рис. 4. Зависимость гармоник деформирующего натяжения от пространственной частоты ЭР:

а — для ВУС без проводящего покрытия; б — для ВУС с проводящим покрытием. Номер кривой (1–5) соответствует порядку гармоники; $a/l = 0,15$; $kd = 1,25$

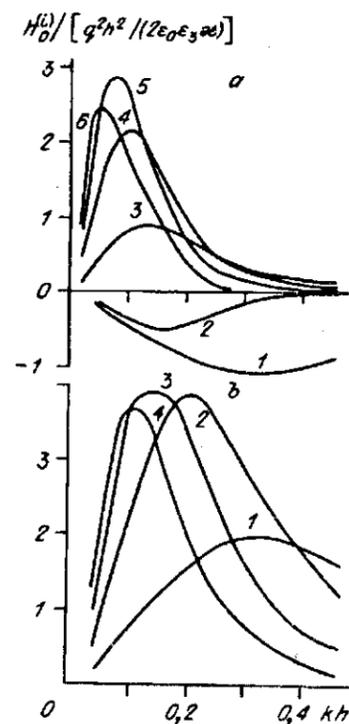


Рис. 5. Зависимость амплитуд гармоник геометрического рельефа от пространственной частоты ЭР:

а — для ВУС без проводящего покрытия; б — для ВУС с проводящим покрытием. Номер кривой (1–6) соответствует порядку гармоники; $a/l = 0,15$; $kd = 1,25$; $2Gh/\kappa = 0,05$

пленка SnO_2 и/или In_2O_3 [16]. Наличие проводящего покрытия приводит к изменению деформирующего натяжения, а следовательно, и модуляционных характеристик.

Практически более интересным случаем является ВУС, проводящая поверхность которого электрически нейтральна, т. е. имеет «плавающий потенциал» ($\epsilon_4 = 1, \epsilon_4 \rightarrow \infty$). На рис. 3 сплошной и штрихпунктирной кривыми показаны соответственно первая и вторая гармоники деформирующего натяжения (в зависимости от a/l , действующего в ВУС с проводящим покрытием, все геометрические параметры которого такие же, как в ПМС с ВУС без покрытия, описанного ранее. Сравнение кривых на рис. 3 показывает, что, кроме изменения направления действия деформирующего натяжения, произошло его увеличение приблизительно в 1,5—2 раза. Как и в предыдущем случае, при уменьшении a происходит увеличение плотности заряда на поло-

Частотные характеристики гармонических составляющих натяжения $R_z^{(i)}$ показаны на рис. 4, б. От соответствующих зависимостей на рис. 4, а качественно их отличают только фазовый сдвиг (на π для $R_z^{(1)}$ и $R_z^{(2)}$) и соотношение гармонических компонент между собой. В рассматриваемом случае, начиная с третьей гармоники, с увеличением порядка гармоник уменьшается их амплитуда. Очевидно, что различное соотношение между амплитудами $R_z^{(i)}$ в этих двух случаях приводит к изменению спектральных компонент геометрического рельефа на рис. 5, б по сравнению с рис. 5, а. Вторая и третья гармоники рельефа достигают наибольших значений.

Отметим случай, когда проводящее покрытие находится под одним нулевым потенциалом с ЭР ($\epsilon_4 = \epsilon_4 \rightarrow \infty$). Поведение гармонических составляющих натяжения качественно отличается от предыдущих случаев (рис. 6). Существенное уменьшение деформирующего натяжения и зависимость гармоник от a/l обусловлены тем фактом, что на проводящем покрытии индуцируются свободные заряды одного знака, заряды противоположного знака уходят на землю. При уменьшении a/l на полосках ЭР индуцируется все меньший заряд, а электрическое поле в ВУС становится все более однородным. Из-за невысоких значений деформирующих натяжений этот случай большого практического интереса не представляет.

4.3. *Оптические модуляционные характеристики.* При оптическом считывании информации с ПМС имеет место дифракция световой волны на периодическом рельефе ВУС. Светомодуляционную способность ПМС можно оценить показателем рассеяния [17]:

$$\Delta = (I - I_0)/I,$$

где I — полная интенсивность считываемой световой волны; I_0 — интенсивность света в нулевом дифракционном порядке. На рис. 7 показаны зависимости Δ от пространственной частоты ЭР для ПМС с проводящим

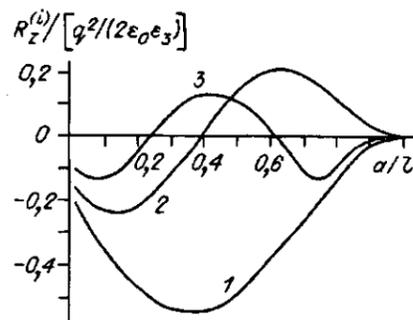
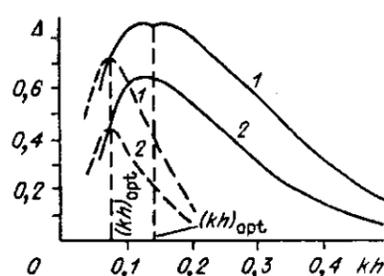


Рис. 6. Зависимость $R_z^{(1)}$ (кривая 1), $R_z^{(2)}$ (кривая 2) и $R_z^{(3)}$ (кривая 3) от a/l .

ВУС имеет проводящее покрытие, находящееся под нулевым потенциалом. Параметры ПМС такие же, как на рис. 3

Рис. 7. Зависимость уровня светорассеяния ПМС от пространственной частоты ЭР для ВУС без проводящего покрытия (штриховые кривые) и ВУС с проводящим покрытием (сплошные кривые):

1 соответствует $\varphi = 0,6$; 2 — $\varphi = 0,25$; $kh = 0,25$; $a/l = 0,15$; $2Gh/\kappa = 0,05$



покрытием и без него, где в качестве параметра выступает $\Phi = (2\pi(n - 1)/\lambda)(q^2h^2/(2\epsilon_0\epsilon_k))$. Видно, что для ВУС с проводящим покрытием полоса

передаваемых пространственных частот существенно шире, при этом $kh_{opt} \approx 0,15$, что соответствует оптимальному соотношению между толщиной ВУС и периодом ЭР: $h \approx 0,024l$. Сравнивая частотные зависимости на рис. 7,

Заключение. Разработана эффективная методика расчета распределения электрических деформирующих натяжений и рельефа в рельефографических ПМС с ЭР и с записью информации со стороны подложки. С помощью предложенной методики было показано, что влияние размеров ЭР на распределение электрического поля (что не учитывалось в предыдущих исследованиях) существенно изменяет светомодуляционные характеристики ПМС. Рассмотрено несколько конструктивных вариантов рельефографических ПМС с точки зрения их модуляционных характеристик. Показано, что наиболее оптимальным в этом отношении является ПМС с ВУС, свободная поверхность которого имеет проводящее покрытие с «плавающим потенциалом». Для таких ПМС следует использовать ЭР с узкими проводящими полосками $a/l \approx 0,1 + 0,15$. Для вязкоупругих слоев с реологией Фойгта зависимость рельефа от периода ЭР имеет ярко выраженный квазирезонансный характер, при этом оптимальное соотношение толщины ВУС и периода ЭР составляет $h \approx 0,024l$. Полоса передаваемых частот, оцениваемых по показателю рассеяния на уровне 0,707, составляет $\Delta(kh) \approx 0,21 + 0,23$.

Дальнейшее усовершенствование методики расчета ПМС такого типа связано с учетом эффектов обратной связи, обусловленных влиянием развивающегося рельефа на деформирующие электрические силы.

Авторы выражают благодарность М. К. Новосельцу за ценные советы при выполнении данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kays R. Large screen projection for professional application // Image Technology. — 1987. — 69, N 5. — P. 155.
2. Wisocki J. J. Spatial frequency response of gamma-ruticons // Appl. Opt. — 1982. — 21, N 14. — P. 2205.
3. Rose B. J., Kozol E. T. Performance characteristics of deformographic storage display tube (DSDT) // IEEE Intrcon. Techn. Papers. — 1973. — 5. — P. 2613.
4. Hess K., Dandliker R., Thalmann R. Deformable surface spatial light modulator // Opt. Eng. — 1987. — 26, N 5. — P. 418.
5. Алехин В. А., Гушо Ю. П. Оптические характеристики систем фазовой рельефографии с регистрацией сигналов со стороны подложки // Оптика и спектроскопия. — 1982. — 52, № 1.
6. Tepe R. Theoretical analysis of an electrically addressed viscoelastic spatial light modulator // JOSA. — 1987. — 4, N 7. — P. 1273.
7. Gupta K. C., Garg R., Bahl I. J. Microstrip Lines and Slotlines. — L.: Artech House, 1979.

8. Thylen L., Granestraund P. Integrated optics electrooptic device electrode analysis: The influence of buffer layers // *J. Opt. Commun.*—1986.—7, N 1.—P. 11.
9. Marcuse D. Electrostatic field of coplanar lines computed with the point matching method // *IEEE J. Quant. Electron.*—1989.—25, N 5.—P. 939.
10. Budd H. F. Dynamic theory of thermoplastic deformation // *J. Appl. Phys.*—1965.—36, N 5.—P. 1613.
11. Hussain M. A., Pu S. L. Dynamic stress intensity factors for an unbounded plate having collinear cracks.—1972.—46, N 4.—P. 865.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.—М.: Наука, 1982.
13. Pat. 3517126 USA. Light valve image projection system with deformable membrane and thin film target electrode /T. Yamada.—Publ. 23.06.70.
14. А. с. 1457654 СССР. Мишень деформографической проекционной электронно-лучевой трубки /Н. Б. Кулешов, М. К. Новоселец.—Заявл. 28.04.88, Бюл. № 28.
15. Kuleshov N. B., Sarkisov S. S., Tarasov V. A. The analysis of viscoelastic spatial light modulators with electron beam registration at substrate side // *Proc. Intern. Conf. on Opto-Electronic Science and Engineering'90*, Aug. 1990: Suppl. Papers.—Beijing, China, 1990.—P. 13.
16. Martin G. C., Su T. T., Loh I. H. et al. The metallization of silicone polymers in the rubbery and the glassy state // *J. Appl. Phys.*—1982.—53, N 1.—P. 797.
17. Hoshino Y., Shiwa S. Light modulation by transverse electric field induced oil surface deformation // *Appl. Phys. Lett.*—1989.—55, N 11.—P. 1056.

Поступила в редакцию 10 января 1992 г.

УДК 535.39

Ю. Е. Воскобойников, С. Н. Свиташева

(Новосибирск)

ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛЕНОЧНОЙ СИСТЕМЫ И ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ. Ч. I

Предложен новый алгоритм численного решения обратной задачи эллипсометрии, относящейся к типу некорректных многопараметрических обратных задач. Новый алгоритм для улучшения качества оценки искомых параметров использует статистическую обработку найденных решений и поэтапное изменение границ множества, задающего объем пространства искомых величин, при его минимизации. Введены числовые характеристики обусловленности обратной задачи, определяющие реально достижимую точность оценки каждого из параметров.

Введение. Эллипсометрическая методика, благодаря своим преимуществам (простота измерений, невозмущающее воздействие на исследуемую структуру, возможность измерений *in situ*, высокая чувствительность к наличию плёнок, начиная с субмонослойных покрытий; возможность работы как с оптически прозрачными диэлектриками, так и с сильно поглощающими металлами), получила широкое распространение в различных областях физики, химии и биологии. Расширение круга задач эллипсометрии привлекло более пристальное внимание к анализу возможностей решения обратной задачи эллипсометрии — восстановлению параметров исследуемой системы по измеренным эллипсометрическим углам. Достаточно подробный обзор проблем обратных задач эллипсометрии был приведен в [1]. В настоящее время он мог бы быть дополнен целым рядом работ, где, например, предложено аналитическое решение с использованием иммерсии на угле Брюстера [2], оценена точность численного решения для двухслойной прозрачной пленки [3], предложен алгоритм численного решения однослойной системы с вариацией толщины пленки и угла падения [4], исследован вид множества решений обратной задачи для трех параметров поглощающей пленки, существ-