

Н. Б. КУЛЕШОВ, А. А. ЛИХАЧЕВ, М. К. НОВОСЕЛЕЦ,  
С. С. САРКИСОВ, В. А. ТАРАСОВ  
(Киев)

**ПРОЯВЛЕНИЕ СКРЫТОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ  
В РЕЛЬЕФОГРАФИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ  
МОДУЛЯТОРЕ СВЕТА  
НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОУПРУГОСТИ**

**Введение.** Электрооптическая пьезокерамика является одним из перспективных материалов для создания пространственных модуляторов света (ПМС). Значительный обратный пьезоэффект (явление электроупругости) в поляризованной керамике (например, на основе цирконата-титаната свинца, легированного лантаном (ЦТСЛ)) позволяет создавать рельефографические ПМС, которые находят широкое применение в системах вывода изображения на большой экран [1]. В зависимости от способа модуляции управляющего электрического поля в пьезокерамическом слое различают три вида рельефографических ПМС: устройство с электронно-лучевой адресацией [2, 3], с матричной адресацией [4] и модуляторы света с оптической записью типа «Феррик» [5]. Во всех этих рельефографических устройствах эффективность преобразования скрытого электростатического изображения в геометрический рельеф свободной поверхности пьезокерамического слоя определяет такие важнейшие информационные характеристики ПМС, как модуляционная эффективность, линейность, разрешающая способность, частотные характеристики.

При прохождении через пьезокерамический слой считывающего светового пучка оптическая длина меняется как за счет изменения толщины слоя  $\Delta l$ , так и за счет наведенного двулучепреломления  $\Delta n$  [1]:

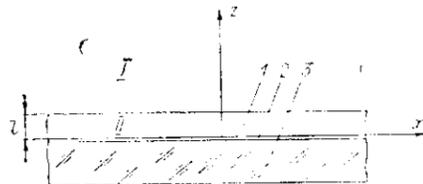
$$\Delta n = (l + \Delta l) (n_0 + \Delta n) \approx l n_0 (1 + \Delta l/l + \Delta n/n_0).$$

Поэтому вопросы образования геометрического рельефа (ГР) являются актуальными также для устройств, работающих на эффекте наведенного двулучепреломления (типа «Феррик» и «Керамфик»).

Известны исследования (например, [6]), в которых делается попытка теоретического рассмотрения связи между потенциальным и геометрическим рельефом на поверхности заряженного слоя ЦТСЛ-керамики. В этих работах рассматривается только локальная связь деформации с напряженностью электрического поля, поэтому полученные результаты носят, скорее, оценочный характер. Взаимосвязь деформационного и электрического полей в пьезокерамике имеет более сложный характер, что, несомненно, сказывается на преобразовании изображения. Анализ этого преобразования в уточненной постановке и составляет цель данной работы.

**Постановка задачи и решение.** Рассматривается бесконечный слой поляризованной керамики  $I$  толщиной  $l$ , на свободной поверхности которого сформировано распределение заряда, являющееся скрытым электростатическим изображением (рис. 1). Керамический слой жестко

Рис. 1. Структура рельефографического пространственного модулятора света на основе эффекта электроупругости:  
1 — слой пьезокерамики; 2 — металлизация; 3 — подложка



связан с подложкой 3; между подложкой и данным слоем расположен тонкий прозрачный проводящий слой 2, выполняющий роль электрода, который находится под нулевым потенциалом. Поле деформации рассчитывается путем решения системы уравнений, описывающей условие равенства пьезоэлектрических и упругих сил в каждой точке керамического слоя:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij}^{(1)} + \sigma_{ij}^{(2)}) = 0.$$

Тензоры напряжений, обусловленные обратным пьезоэлектрическим эффектом  $\sigma_{ij}^{(1)}$  и упругой деформацией  $\sigma_{ij}^{(2)}$ , имеют вид

$$\sigma_{ij}^{(1)} = -\lambda_{ijk} E_k; \quad \sigma_{ij}^{(2)} = c_{ijkl} r_{kl},$$

где  $c_{ijkl}$  — тензор модулей упругости;  $r_{kl}$  — тензор деформации;  $\lambda_{ijk}$  — тензор пьезомодулей;  $E_k = E_k^{(1)} + E_k^{(2)}$  — составляющие вектора напряженности полного электрического поля в слое. Поле  $E_k^{(1)}$  создается внешними источниками, а  $E_k^{(2)}$  обусловлено прямым пьезоэлектрическим эффектом. С учетом соотношения для тензора деформации  $r_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right)$  получаем систему уравнений для нахождения трех составляющих вектора смещения  $u_i$  в произвольной точке слоя [7]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} c_{ijkl} \left( \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \right) + \lambda_{ijk} \frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial x_j \partial x_k} &= -\lambda_{ijk} \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial x_j \partial x_k}; \\ \frac{1}{2} \lambda_{ijk} \left( \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_k} + \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} \right) - \epsilon_{ik} \frac{\partial^2 \Phi^{(2)}}{\partial x_i \partial x_k} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\epsilon_{ik}$  — тензор диэлектрической проницаемости. С учетом того, что в пьезокерамике диэлектрическая проницаемость принимает высокие значения (например, для ЦТСЛ  $\epsilon_{11} \sim 1500$ ,  $\epsilon_{33} \sim 800$  [6]), добавкой, связанной с прямым пьезоэффектом, можно пренебречь.

Керамика с ярко выраженными электроупругими свойствами, используемая в качестве рабочей среды рельефографических ПМС, является сегнетоэлектриком и состоит из зерен-кристаллитов, имеющих ромбоэдрическую или тетрагональную симметрию. Под влиянием приложенного внешнего напряжения векторы поляризации всех областей зерна становятся параллельными, при этом керамика представляет собой вещество с полярной осью. Симметрия такого поликристаллического агрегата повышается и характеризуется осью бесконечного порядка. Тогда тензор пьезомодулей имеет всего две независимые компоненты и в матричной форме его можно записать в виде

$$\lambda_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{31} & \lambda_{31} & \lambda_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

С точки зрения упругих свойств керамический слой можно с достаточной степенью точности считать изотропным. Для изотропной среды тензор модулей упругости имеет два независимых элемента  $c_{11}$  и  $c_{12}$ , и в матричной форме его можно представить в виде

$$c_{ijkl} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (c_{11} - c_{12})/2 \end{pmatrix}.$$

С учетом изложенного выше, применяя способ перехода от тензорной к матричной форме [8], система (1) приводится к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) + \frac{c_{11} + c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right) + c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} &= \lambda_{31} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial z} \right), \\ \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right) + \frac{c_{11} + c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right) + c_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} &= \lambda_{31} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{\partial E_y}{\partial z} \right); \\ c_{11} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{c_{11} + c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y \partial z} \right) + \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \left( \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) &= \lambda_{33} \frac{\partial E_z}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2)$$

В качестве источника потенциального рельефа рассматривается гармоническое распределение поверхностного заряда

$$\eta(x) = \eta_0(1 + m \cos kx),$$

где  $\eta_0$  — постоянная составляющая заряда;  $m$  — глубина модуляции;  $k = 2\pi\nu$ ;  $\nu$  — пространственная частота. Такое распределение является удобным, поскольку: 1) оно дает возможность описать преобразование отдельной гармонической составляющей скрытого изображения в ГР и получить такие информационные характеристики ПМС, как модуляционно-передаточная функция (МПФ), коэффициент нелинейных искажений и т. д.; 2) его относительно легко получить, например, при записи частично расфокусированным электронным лучом или в ПМС типа «Феррикон» при записи оптической интерференционной картины; 3) любое более общее распределение заряда можно представить в виде разложения в гармонический ряд. Для данного распределения заряда можно легко найти распределение электрического потенциала, решая уравнение Лапласа в областях I и II (см. рис. 1) [6]

$$\Delta\varphi_{I,II} = 0$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} -\varepsilon_0 \frac{\partial \varphi_I}{\partial z} + \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial z} &= \eta(x) \delta(z-l); & \varphi_I &= \varphi_{II}; & z &= l; \\ \varphi_{II} &= 0; & z &= 0. \end{aligned}$$

Распределение потенциала в пьезокерамическом слое имеет вид

$$\varphi_{II} = \frac{\eta_0 z}{\varepsilon \varepsilon_0} + \frac{\eta_0 m \operatorname{sh} kz \cos kx}{\varepsilon_0 k \operatorname{sh} kl (\varepsilon \operatorname{cth} kl + 1)} = \varphi_0 + \varphi_1 \cos kx, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость;  $\delta(z)$  — дельта-функция.

Представляя компоненты вектора смещения в виде  $u_i = u_{i0} + u_{i1} \exp(-ikx) + \text{КС}$ , для амплитуд гармонических составляющих из уравнений (2) и (3) получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \frac{d^2 u_{x1}}{dz^2} - ik \frac{c_{11} + c_{12}}{2} \frac{du_{x1}}{dz} - c_{11} k^2 u_{x1} &= iP_\tau(kz); \\ \frac{d^2 u_{y1}}{dz^2} - k^2 u_{y1} &= 0; \\ c_{11} \frac{d^2 u_{z1}}{dz^2} - ik \frac{c_{11} + c_{12}}{2} \frac{du_{x1}}{dz} - \frac{c_{11} - c_{12}}{2} k^2 u_{z1} &= P_n(kz). \end{aligned} \quad (4)$$

В правой части (4) записаны амплитуды гармонических распределений нормальной и тангенциальной составляющих электрической силы в

слое керамики. Они описываются выражениями

$$P_n(kz) = -\frac{k\lambda_{33}\eta_0 m \operatorname{sh} kz}{\varepsilon_0 (\varepsilon \operatorname{ch} kl + \operatorname{sh} kl)};$$

$$P_z(kz) = \frac{k\lambda_{31}\eta_0 m \operatorname{ch} kz}{\varepsilon_0 (\varepsilon \operatorname{ch} kl + \operatorname{sh} kl)}.$$

Для свободной поверхности ( $z=l$ ) керамического слоя граничным условием будет условие равенства поверхностных сил [9]

$$(\sigma_{ij}^{(1)} + \sigma_{ij}^{(2)}) n_j = 0, \quad z=l,$$

где  $n_j$  — составляющие единичного вектора, направленного по внешней нормали к поверхности. Для нижней границы слоя ( $z=0$ ), которая жестко скреплена с электродом и подложкой, граничным условием является равенство нулю вектора смещения. Для амплитуд гармонических составляющих  $u_{i1}$  граничные условия можно записать в следующем виде:

$$c_{11} \frac{du_{z1}}{dz} - ikc_{12} u_{z1} - \lambda_{33} \frac{d\varphi_1}{dz};$$

$$\frac{du_{x1}}{dz} - ik u_{x1} = 0; \quad \frac{du_{y1}}{dz} = 0; \quad z=l;$$

$$u_{x1} = u_{y1} = u_{z1} = 0; \quad z=0.$$

Решение задачи для свободной поверхности ( $z=l$ ) имеет вид

$$u_x = u_{x1}(kl) \sin kx; \quad u_y = 0; \quad u_z = u_{z0} + u_{z1}(kl) \cos kx, \quad (5)$$

где

$$u_{z0} = \frac{\eta_0 d_{33} l}{\varepsilon \varepsilon_0} (1 - 2p\sigma/(1-\sigma)), \quad \xi = kl; \quad (6)$$

$$u_{x1}(\xi) = \frac{\eta_0 m l d_{33}}{\varepsilon_0 (\varepsilon \operatorname{ch} \xi + \operatorname{sh} \xi) \xi} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2(1-\sigma) [(3-4\sigma) \operatorname{sh} \xi \operatorname{ch} \xi + \xi] g_2(\xi) - [(3-4\sigma)(1-2\sigma) \operatorname{sh}^2 \xi - \xi^2] g_1(\xi)}{(3-4\sigma) \operatorname{sh}^2 \xi + \xi^2 + 4(1-\sigma)^2} - \right.$$

$$\left. - a\xi^2 \operatorname{ch} \xi - b\xi \operatorname{sh} \xi \right\}; \quad (7)$$

$$u_{z1}(\xi) = \frac{\eta_0 m l d_{33}}{\varepsilon_0 (\varepsilon \operatorname{ch} \xi + \operatorname{sh} \xi) \xi} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2(1-\sigma) [(3-4\sigma) \operatorname{sh} \xi \operatorname{ch} \xi - \xi] g_1(\xi) - [(3-4\sigma)(1-2\sigma) \operatorname{sh}^2 \xi - \xi^2] g_2(\xi)}{(3-4\sigma) \operatorname{sh}^2 \xi + \xi^2 + 4(1-\sigma)^2} - \right.$$

$$\left. - a\xi^2 \operatorname{sh} \xi + f\xi \operatorname{ch} \xi \right\}; \quad (8)$$

$$g_1(\xi) = \operatorname{ch} \xi \left( a\xi^2 - \frac{(j-1)(1-\sigma) + 2p\sigma}{1-2\sigma} \right) + \xi \operatorname{sh} \xi \frac{(2a-f)(1-\sigma) - b\sigma}{1-2\sigma}; \quad (9)$$

$$g_2(\xi) = \operatorname{sh} \xi \left( a\xi^2 + \frac{b}{2} \right) + \xi \operatorname{ch} \xi \left( a + \frac{b-f}{2} \right); \quad (10)$$

$$a = \frac{1+p}{8(1-\sigma)}; \quad b = \frac{1-4\sigma+5p}{2(3-4\sigma)}; \quad (11)$$

$$j = \frac{7-14\sigma+8\sigma^2-p(1+14\sigma-16\sigma^2)}{4(1-\sigma)(3-4\sigma)}. \quad (12)$$

Здесь введены новые параметры, характеризующие пьезокерамику и непосредственно определяемые из эксперимента: коэффициент Пуассона  $\sigma = c_{12}/(c_{11} + c_{12})$ ; пьезомодули  $d_{33}$  и  $d_{31}$  (для поляризованной керамики  $d_{33} > 0$ ,  $d_{31} < 0$ ), связанные с пьезоэлектрическими постоянными

$\lambda_{33}$  и  $\lambda_{31}$  тензорным соотношением  $\lambda_{ijk} = -c_{ijk}d_{ji}$ , т. е.

$$\begin{aligned}\lambda_{31} &= 2c_{12}|d_{31}| - c_{11}d_{33}; \\ \lambda_{33} &= (c_{11} + c_{12})|d_{31}| - c_{12}d_{33}.\end{aligned}$$

В уравнения (6)–(12) также входит параметр анизотропии пьезоактивности  $p = |d_{31}|/d_{33}$ .

Информационный рельеф свободной поверхности определяется в виде ряда

$$\begin{aligned}h(x) = u_z(x) + u_x(x) &\simeq u_z(x) + \frac{\partial u_z}{\partial x} u_x(x) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} u_x^2(x) + \dots \approx u_{z0} + \\ &+ u_{z1}(kl) \cos kx - ku_{x1}u_{z1} \sin^2 kx + \frac{k^2}{2} u_{x1}^2 u_{z1} \cos kx \sin^2 kx + \dots, \quad (13)\end{aligned}$$

где первые два члена разложения описывают линейную передачу распределения заряда в геометрический рельеф, а последующие члены позволяют учесть нелинейные искажения.

**Анализ полученных результатов и выводы.** Величину переменной компоненты поверхностной нормальной деформации (7) можно описать выражением

$$u_{z1} = q_n(\xi, \sigma, p)P_n(\xi) + q_\tau(\xi, \sigma, p)P_\tau(\xi). \quad (14)$$

Величина  $H(\xi) = u_{z1}(\xi)/m$  представляет собой МПФ модулятора на стадии формирования геометрического рельефа. В случае, когда максимальная величина модуляции фазы считывающей оптической волны на ГР не превышает 0,6, результирующая МПФ модулятора для выходного изображения будет пропорциональна  $H(\xi)$ .

Первое слагаемое в выражении (14) есть компонента ГР, обусловленная действием нормальных электрических сил; входящий в него множитель  $q_n(\xi, \sigma, p)$  может рассматриваться как передаточная функция для нормальных сил, которая зависит только от механических и пьезоэлектрических свойств керамики. Соответственно второе слагаемое — компонента рельефа, обусловленная действием тангенциальных электрических сил и имеющая механическую передаточную функцию  $q_\tau(\xi, \sigma, p)$ .

Вид МПФ модулятора определяется особенностями поведения слагаемых (14) при изменении пространственной частоты гармонического распределения заряда  $\xi$ . Первое слагаемое имеет максимум при  $\xi = 0$  и убывает при  $\xi \rightarrow \infty$ , второе слагаемое равно нулю при  $\xi = 0$ , убывает при  $\xi \rightarrow \infty$ , а в некоторой точке  $\xi \neq 0$  достигает максимума (рис. 2, штриховая кривая). Соответственно МПФ при  $\xi \ll 1$  определяется в основном первым слагаемым

$$H(\xi) \approx \frac{\eta_0 d_{33} l}{\epsilon \epsilon_0} \left( \frac{1 - \sigma - 2p\sigma - \gamma \xi^2}{1 - \sigma + \xi^2} \right), \quad (15)$$

где  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от  $\sigma$  и  $p$ , а при  $\xi \gg 1$  МПФ убывает по закону

$$H(\xi) \approx \frac{\eta_0 d_{33} l}{4\epsilon \epsilon_0 \xi} (3 - (1 + 4\sigma)p). \quad (16)$$

Расчетанные для разных значений параметров керамики МПФ представлены на рис. 2 и 3. Полоса пропускания МПФ мала, если оба слагаемых в (14) имеют одинаковый знак, что физически означает суммирование вкладов нормальных и тангенциальных электрических сил в формировании геометрического рельефа. Области значений  $\sigma$  и  $p$ , при которых происходит это суммирование, показаны на рис. 4 штриховкой. Это же суммирование может привести к смещению максимума МПФ (кривая 4 на рис. 2 и кривая 3 и 4 на рис. 3), которое реализуется при

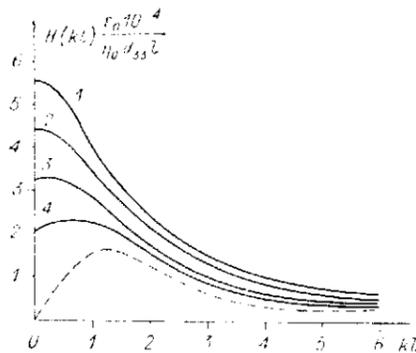


Рис. 2. Модуляционно-передаточная функция рельефографического модулятора: кривая 1 соответствует значению параметра  $p = 0,2$ ; 2 —  $p = 0,4$ ; 3 —  $p = 0,6$ ; 4 —  $p = 0,8$ ;  $\epsilon = 1500$ ;  $\sigma = 0,3$ ; штриховая кривая — пример пространственно-частотной зависимости второго слагаемого в выражении (14)

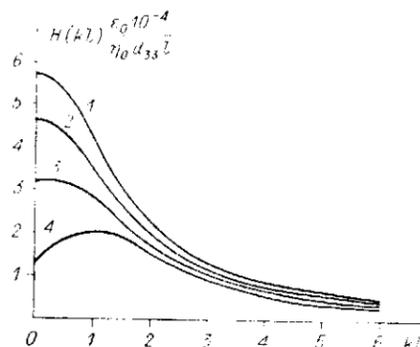


Рис. 3. Модуляционно-передаточная функция рельефографического модулятора: кривая 1 соответствует значению параметра  $\sigma = 0,1$ ; 2 —  $\sigma = 0,2$ ; 3 —  $\sigma = 0,3$ ; 4 —  $\sigma = 0,4$ ;  $\epsilon = 1500$ ;  $p = 0,6$

условии  $(1 - \sigma)(\gamma + 1) \leq 2p\sigma$ , полученном из уравнения (15). В развернутом виде это неравенство имеет вид

$$p \geq \frac{1 + 17\sigma - 74\sigma^2 + 80\sigma^3 - 32\sigma^4}{192\sigma^4 - 152\sigma^3 - 78\sigma^2 + 63\sigma - 5}$$

Поскольку при расчете не учитывались конечные размеры керамического слоя, из (16) следует, что ПМС способен передавать сколь угодно высокие пространственные частоты. Однако учет конечных размеров приведет к спаду  $H(\xi)$  до нуля при  $1/\nu$  порядка апертуры ПМС.

Полученные результаты позволяют оценить предельные параметры модулятора. В частности, максимальная пространственная частота в оптическом изображении, воспроизводимая модулятором, оценивается для оптимальной МПФ (кривая 4 на рис. 2) при уровне контраста  $\alpha = 0,707$  как  $\nu_{\max} \leq 0,3/l_{\min}$ . Минимальная толщина керамического слоя  $l_{\min}$  определяется из условия

$$l_{\min} \approx u_{zn} / (d_{33} E_{np}).$$

Здесь  $u_{zn}$  — номинальная величина формируемого геометрического рельефа (порядка  $\lambda / (2(n-1))$ ), где  $\lambda$  — длина считывающей оптической волны;  $n$  — показатель преломления керамики;  $E_{np}$  — предельное электрическое поле в слое керамики. Для типичных значений параметров  $\lambda = 0,633$  мкм,  $d_{33} = 2 \cdot 10^{-10}$  Кл/П,  $E_{np} \sim 10^7$  В/м,  $n = 2,5$  максимальная пространственная частота  $\nu_{\max} \sim 13$  мм $^{-1}$ , что согласуется с экспериментальными результатами ( $\sim 60$  мм $^{-1}$  при  $\alpha = 0,1$  [1], наши оценки при пересчете для  $\alpha = 0,1$  дают  $\sim 65$  мм $^{-1}$ ).

Согласно (13) коэффициент нелинейности (оцениваемый как отношение амплитуды третьей и первой гармоник) равен

$$K_n = \frac{1}{8} k^2 u_{x1}^2.$$

Для двух предельных случаев  $\xi \ll 1$  и  $\xi \gg 1$   $K_n$  имеет достаточно простой вид, полностью определяющий его поведение (рис. 5):

$$K_n \approx \frac{\eta_0^2 m^2 d_{33}^2}{8(\epsilon \epsilon_0)^2} (2p(1 + 2\sigma) - 1 + \sigma)^2 \frac{\xi^4}{(1 - \sigma + \xi^2)^2} \quad \text{при } \xi \ll 1$$

и

$$K_n \approx \frac{\eta_0^2 m^2 d_{33}^2}{32(\epsilon \epsilon_0)^2} (3p + 4p\sigma - 1)^2 \quad \text{при } \xi \gg 1.$$

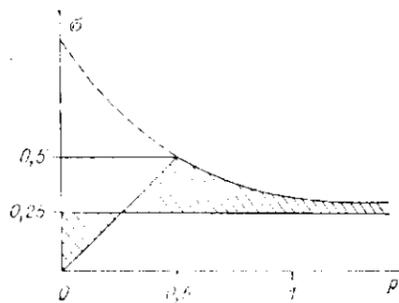


Рис. 4. Диаграмма значений параметров  $\sigma$  и  $\rho$ :

заштрихованные области соответствуют случаю, когда компоненты поверхностной нормальной деформации, обусловленные нормальными и тангенциальными электрическими силами, суммируются

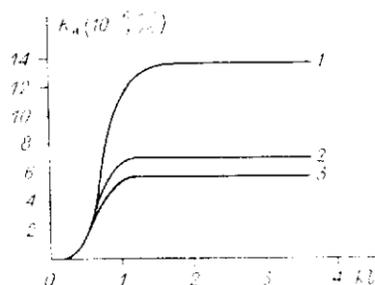


Рис. 5. Зависимость коэффициента нелинейности рельефографического модулятора света от пространственной частоты модуляции заряда для разных значений механических и пьезоэлектрических параметров:

кривая 1 —  $\rho = 0,8$ ;  $\sigma = 0,3$ ; 2 —  $\rho = 0,5$ ;  $\sigma = 0,3$ ; 3 —  $\rho = 0,5$ ;  $\sigma = 0,25$ ;  $\eta_0 = 0,3$  Кл/м<sup>2</sup>;  $m = 0,3$ ;  $d_{33} = 2 \cdot 10^{-10}$  Кл/Н;  $\epsilon = 1500$

Из рис. 5 видно, что уже при  $\xi \geq 2$  коэффициент нелинейности становится постоянным и не зависит от  $\xi$ . Следует отметить достаточно близкие нелинейные искажения исследуемого модулятора, что выгодно отличает его от рельефографических ПМС на основе термопластических и масляных слоев.

Построенная теоретическая модель рельефографического модулятора на электрооптической пьезокерамике и полученные на ее основе результаты могут найти применение при разработке модуляторов и выбора для них образцов керамики с оптимальными пьезоэлектрическими и механическими свойствами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев А. А., Касасент Д., Компанец И. Н., Парфенов А. В. Пространственные модуляторы света.— М.: Радио и связь, 1987.
2. Кулецов И. Б., Тарасов В. А., Токарев И. В. Применение ЦТСЛ-пьезокерамики для создания эффективных пространственно-временных модуляторов света // Тр. Междунар. конф. «Керамика для электроники».— Пардубице, ЧССР: Изд-во Чехословацк. науч.-техн. об-ва, 1988.— Ч. 3.
3. Кулецов И. Б., Тарасов В. А., Токарев И. В. Применение ЦТСЛ-пьезокерамики для светоклапанных электронно-лучевых приборов // Сегнето- и пьезоэлектрики в ускорении научно-технического прогресса.— М.: МДНТИ, 1987.
4. Drake M. D. PLZT matrix-type block data composers // Appl. Opt.— 1974.— 13, N 2.— P. 347.
5. Land S. E. Optical information storage and spatial light modulation in PLZT-ceramics // Opt. Eng.— 1978.— 17, N 4.
6. Бутусов М. М., Иванов А. В., Косарев А. И. О связи между потенциальным и геометрическим рельефами на поверхности заряженной сегнетокерамики // Способы записи информации на бессеребряных носителях.— Киев: Вища шк., 1975.— Вып. 6.
7. Паргон В. З., Перлин П. И. Методы математической теории упругости.— М.: Наука, 1981.
8. Най Дж. Физические свойства кристаллов.— М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1987.

Поступила в редакцию 6 января 1989 г.