

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.241.13 : 537.228

Б. В. УЛЬЯНОВ, И. Л. ЧЕГИС
(Москва)

РАСЧЕТ КРАЕВОГО ПОЛЯ В ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВАХ
НА ОСНОВЕ КЕРАМИКИ ЦТСЛ

Одним из перспективных материалов оптоэлектроники является керамика пирконата — титаната свинца, легированная лантаном (ЦТСЛ). Она, в частности, применяется для создания быстродействующих оптических затворов [1], устройств отображения информации пассивного типа [2], электрически и оптически управляемых транспарантов [3, 4] и т. д. В этих устройствах используется так называемый краевой эффект, т. е. электрооптический эффект, возникающий в результате неоднородностей электрического поля вблизи краев электродов. Для оценки и расчета параметров модуляции света необходимо знать распределение поля в светомодулирующей ячейке. Краевое поле должно также учитываться при определении разрешающей способности оптически управляемых транспарантов, так как размеры записанного в транспарант элемента будут искажаться из-за «расплывания» поля в материале.

В настоящей работе приведен расчет распределения электрического поля при краевом эффекте. В качестве модели рассматривается керамическая пластина толщиной h , на одной из плоскостей которой расположен сплошной электрод с нулевым потенциалом, а на другой — электрод в виде полосы шириной $2a$ с потенциалом U_0 . Электроды приняты бесконечно тонкими. Сечение пластины изображено на рис. 1, а. Искомым является распределение поля в плоскости $x-y$. Для симметризации задачи рассмотрим пластину толщиной $2h$, на обеих плоскостях которой симметрично друг другу помещены полосовые электроды шириной $2a$ с потенциалами U_0 и $-U_0$ (см. рис. 1, б). Тогда решение задачи для исходной геометрии (см. рис. 1, а) будет совпадать с решением для случая (см. рис. 1, б) при $x \geq 0$. Для упрощения предположим, что нормальная составляющая поля на границах пластины, свободных от электродов, равна нулю. Это предположение с достаточной степенью точности справедливо для материала ЦТСЛ, так как он обладает большой ($> 10^3$) относительной диэлектрической проницаемостью. Введем комплексную переменную $z = x + iy$ и произведем ряд конформных отображений сечения пластины в плоскости переменной z на фигуру, поле в которой известно. Ввиду симметрии достаточно рассмотреть решение для верхней полуплоскости $y \geq 0$. С помощью функции $z_1 = \sin(\pi z / 2h)$ полулобуса $|x| \leq h, y \geq 0$ отобразится в полуплоскости. Функция $z_2 = F(z_1, m)$ отобразит полуплоскость в прямоугольник (см. рис. 1, в). Здесь

$$F(z_1, m) = \int_0^{z_1} \frac{dz_1}{[(1-z_1^2)(1-m^2z_1^2)]^{1/2}} \quad (1)$$

— эллиптический интеграл Лежандра I-го рода с модулем

$$m = 1/\operatorname{ch}(\pi a / 2h). \quad (2)$$

В таблице дано соответствие координат точек при преобразовании полулобуса (см. рис. 1, а) в прямоугольник (см. рис. 1, в).

Поле E_1 в прямоугольнике равно $E_1 = U_0/K$. Поле E в плоскости переменной z связано с полем E_1 с помощью производной отображающей функции z_2 [5]:

$$E = E_1 \left| \frac{dz_2}{dz} \right|, \quad (3)$$

где черта над функцией означает операцию комплексного сопряжения. Проведя

Рис. 1. Сечение пластины:
 а — исходная задача, б — симметричная задача, в — результат отображения.

дифференцирование, получим выражение для поля E :

$$E = (U_0 \pi / 2Kh) (1/|1 - m^2 \sin^2 \times (\pi z / 2h)|)^{1/2}. \quad (4)$$

Из этой формулы могут быть в явном виде получены выражения для составляющих E_x и E_y поля в пластине. Учитывая, что $E = -F_x + iE_y$ [5], после ряда преобразований получим

$$E_x = A \cos \Phi(x, y) / R(x, y), \quad (5)$$

$$E_y = A \sin \Phi(x, y) / R(x, y). \quad (6)$$

Здесь $A = U_0 \pi / 2hK(m)$, $\Phi = 0,5 \operatorname{arctg}(B/C)$, $R = (B^2 + C^2)^{1/4}$, $B = (m^2/2) \sin(\pi x/h) \operatorname{sh}(\pi y/h)$, $C = 1 - (m^2/2) [1 - \cos(\pi x/h) \operatorname{ch}(\pi y/h)]$.

Видно, что при $a \rightarrow \infty$, т. е. тогда, когда реализуется случай плоского конденсатора, поле в пластине стремится к однородному: $E_y \rightarrow 0$, $E_x \rightarrow U_0/h$, поскольку в этом случае $m \rightarrow 0$ и $\lim_{m \rightarrow 0} K(m) = \pi/2$. Таким образом, полученное выражение (4) для рас-

пределения поля позволяет определить необходимые модуляционные характеристики устройств, в частности распределение интенсивности света на выходе устройства в зависимости от напряжения и геометрических соотношений. Во многих устройствах вполне достаточно учитывать закон распределения лишь одной из составляющих поля E_x или E_y . В том случае когда для модуляции света используется поперечный электрооптический эффект, представляет интерес распределение составляющей поля в плоскости пластины, т. е. $E_y(x, y)$. При этом для определения величины интенсивности света на выходе модулирующего устройства необходимо знать усредненное по сечению пластины поле $\langle E_y \rangle$ в случае линейного электрооптического эффекта или квадрата поля $\langle E_y^2 \rangle$ при квадратичном эффекте [6]. При этом

$$\langle E_y(y) \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h E_y(x, y) dx, \quad (7)$$

$$\langle E_y^2(y) \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h E_y^2(x, y) dx. \quad (8)$$

Тогда распределение интенсивности $I(y)$ света на выходе модулирующей ячейки выразится следующим соотношением:

$$I(y) = I_0 \sin^2(\Gamma(y)/2),$$

где I_0 — интенсивность света на входе, $\Gamma(y) = (\pi k_1 h / \lambda) \langle E_y(y) \rangle$ для линейного и $\Gamma(y) = (\pi k_2 h / \lambda) \langle E_y^2(y) \rangle$ для квадратичного эффектов [6] (λ — длина волны света). Коэффициенты k_1 и k_2 пропорциональны величинам электрооптических постоянных. Расчет интегралов (7) и (8) проводился на ЭВМ. Результаты представлены на рис. 2 и 3 в виде зависимостей $\langle E_y \rangle / E_0$ и $\langle E_y^2 \rangle / E_0^2$ от нормированной переменной

Плоскость	Номер точки				
	0	1	2	3	4
z	$0 + i0$	$h + i0$	$h + ia$	$-h + ia$	$-h + i0$
z_2	$0 + i0$	$K + i0$	$K + iK'$	$-K + iK'$	$-K + i0$

Примечание. Здесь $K = K(m) = F(1, m)$ — нормальный эллиптический интеграл Лежандра I-го рода, $K' = K(m')$, $m' = \sqrt{1 - m^2}$.

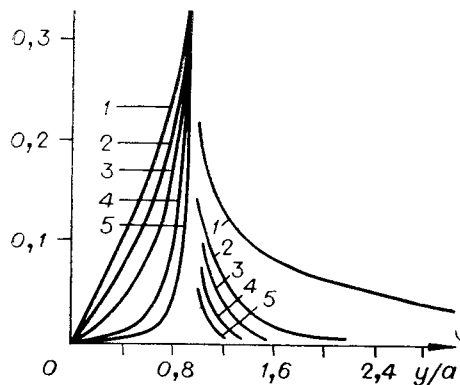


Рис. 2. Зависимость среднего по сечению пластины значения нормированной величины E_y от y/a :
1 — $a/h=0,1$; 2 — $a/h=0,6$; 3 — $a/h=1$; 4 — $a/h=2$; 5 — $a/h=3$.

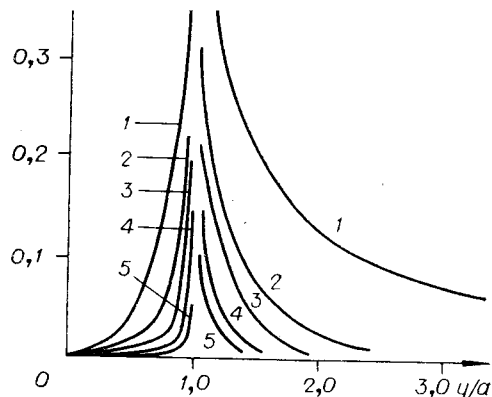


Рис. 3. Зависимость среднего по сечению пластины значения нормированной величины E_y^2 от y/a .

Номера кривых соответствуют величинам a/h рис. 2.

y/a при различных значениях a/h . Здесь $E_0 = U_0/h$. Как видно, $\langle E_y \rangle = 0$ при $y = 0$ и увеличивается при стремлении y к a . При $y = a$ среднее поле равно бесконечности за счет бесконечности поля на краю электрода, т. е. при $x = h, y = a$. Далее при увеличении y поле уменьшается и стремится к нулю. Значения $\langle E_y \rangle$ и $\langle E_y^2 \rangle$ увеличиваются при уменьшении относительной ширины электрода a/h . Для многих светомодулирующих устройств важно знать величину области, в которой наиболее эффективно осуществляется модуляция света. Зафиксировав некоторое значение поля, можно определить размеры области, поле в которой будет больше этого значения. Оказывается, что размер этой области вне полосового электрода ($y > a$) практически не зависит от его ширины при данной величине h . Размеры области под электродом имеют максимум при значениях $a/h \approx 1-2$.

В некоторых устройствах необходимо знать распределение x -составляющей поля, т. е. составляющей, перпендикулярной плоскости пластины. Это могут быть, в частности, пассивные индикаторы, которые, наряду с поперечным электрооптическим эффектом, используют электрически управляемую деполаризацию света в керамических пластинах, а также электрически и оптически управляемые транспаранты. Поэтому нами проведен также расчет средних по сечению пластины величин $\langle E_x \rangle$ и $\langle E_x^2 \rangle$. Результаты представлены на рис. 4 и 5, где изображены зависимости

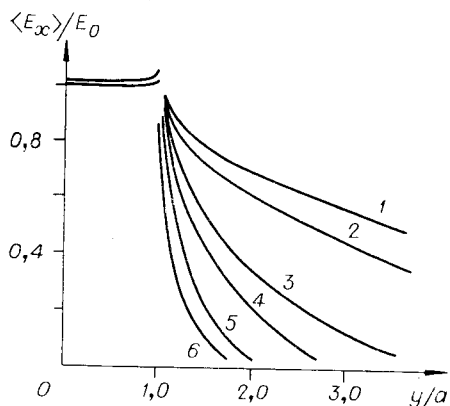


Рис. 4. Зависимость среднего по сечению пластины значения нормированной величины E_x от y/a :
1 — $a/h=0,1$; 2 — $a/h=0,2$; 3 — $a/h=0,6$; 4 — $a/h=1$; 5 — $a/h=2$; 6 — $a/h=3$.

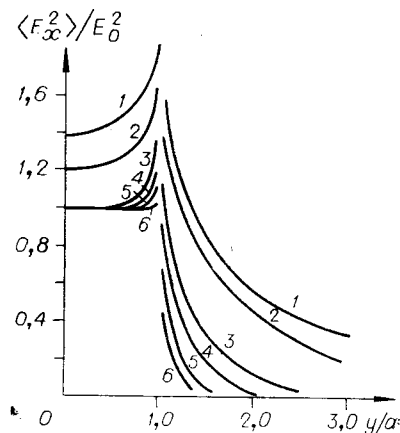


Рис. 5. Зависимость среднего по сечению пластины значения нормированной величины E_x^2 от y/a .
Номера кривых соответствуют значениям a/h рис. 4.

$\langle E_x \rangle / E_0$ и $\langle E_x^2 \rangle / E_0^2$ от y/a для различных значений a/h . Как видно из рисунков, среднее значение поля в области под электродом является довольно однородным и близким к значению E_0 для всех значений a/h . Для квадрата поля однородность достигается при $a/h > 1$. Если определить размеры области, в которой средние значения поля превышают, например, величину $0,5 E_0$, то окажется, что эти размеры максимальны так же, как и в случае E_y , при отношении $a/h \approx 1-2$.

Таким образом, полученные формулы (5) и (6) позволяют вычислить величину поля при краевом эффекте в любой точке пластины. Приведенные зависимости усредненных по сечению пластины значений величин x - и y -составляющих поля могут быть использованы для вычисления модуляционных характеристик электрооптических устройств, в частности величины и распределения интенсивности света на выходе устройства при различных соотношениях между шириной электрода и толщиной пластины в зависимости от приложенного напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cutchen J. T., Laguna G. R. PLZT Electrooptic Shutters: Applications.— Appl. Opt., 1975, vol. 14, p. 4866.
2. Видро Г. И., Мухина Е. Г. Исследование электрооптических свойств сегнетоэлектрической керамики системы ЦТСЛ, применяемой в индикаторных устройствах.— Автометрия, 1978, № 2.
3. Drake M. D. PLZT Matrix-Type Block Data Composers.— Appl. Opt., 1974, vol. 13, p. 347.
4. Smith W. D. Memory and Display Applications for PLZT Ceramics.— J. Solid State Chem., 1975, vol. 12, p. 486.
5. Миролобов Н. Н., Костенко М. В., Левинштейн М. Л., Тиходеев Н. Н. Методы расчета электростатических полей. М.: Высшая школа, 1963.
6. Клотиньш Э. Э. и др. Распределение электрического поля в электрооптическом модуляторе с планарными электродами.— Электроопт. сегнетокерамика [Учен. записки Латв. ГУ]. Рига, 1975, т. 230, с. 247.

Поступило в редакцию 6 сентября 1979 г.

УДК 535.317.1

Г. А. СПАСОВ, В. Х. СЪИНОВ, С. Х. СЪИНОВ
(София, Болгария)

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРИ МНОГОЭКСПОЗИЦИОННОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ

Многоэкспозиционной является голографическая запись при наложении решеток разных пространственных частот или запись под разными углами на общем носителе. Она используется для повышения объема записанной информации в голографических запоминающих устройствах [1], для создания обобщенных голографических фильтров в системах оптической обработки информации [2] и голографической интерферометрии [3]. Запись с разными длинами волн применяют прежде всего для создания цветных голограмм [3]. Этот метод обеспечивает более высокую информационную емкость регистрирующих сред, так как перераспределение информационных степеней свободы ведет к значительному превышению классического предела разрешения для плоских апертур. Недостатком многоэкспозиционной записи является уменьшение дифракционной эффективности (ДЭ) в сравнении с максимально возможной при однократной записи. Для светочувствительных материалов с амплитудной модуляцией это уменьшение значительно, что в наиболее общем виде можно выразить как

$$\eta_i = \eta_{\max} / N^2, \quad (1)$$

где η_i — дифракционная эффективность отдельной записи при наложении голограмм, η_{\max} — максимально возможная эффективность при однократной записи, N — количество голографических решеток.

Дифракционная эффективность в средах с фазовой модуляцией [3] падает в меньшей степени. Это связано с большим диапазоном линейного изменения показателя преломления Δn по сравнению с необходимой модуляцией n_1 для достижения η_{\max} . В случаях когда $\Delta n = n_1 \ll 1$, согласно [4] соблюдается зависимость (1).